

**Mathias Niemann**

# **Signalverarbeitung in der Ultraschall-Durchflußmessung**



# **Signalverarbeitung in der Ultraschall-Durchflußmessung**

Vom Fachbereich 12 – Maschinenwesen

der Universität Essen

genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor – Ingenieur

Vorgelegt von Dipl.-Ing. Mathias Niemann

Datum der mündlichen Prüfung: 23. April 2002

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Walter Bitterlich

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Volker Hans

Prof. Dr.-Ing. Hans-Rolf Tränkler



## **Vorwort**

Diese Arbeit entstand während meiner 4-jährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Meß- und Regelungstechnik der Universität Essen.

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Volker Hans für die Anregung und Betreuung dieser Arbeit. Zahlreiche Gespräche und Diskussionen waren stets wertvoll.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Rolf Tränkler bedanke ich mich für die Durchsicht der Arbeit und die Übernahme des Koreferats.

Allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls sei für die gute Zusammenarbeit gedankt.

Essen, im April 2002

Mathias Niemann



## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik</b>	<b>3</b>
2.1	Wirkdruckverfahren	3
2.2	Wirbelfrequenzzähler	3
2.3	Volumetrische Verfahren	4
2.4	Ultraschall-Meßverfahren	4
2.5	Weitere Verfahren	5
<b>3</b>	<b>Modulation des Ultraschallsignalträgers</b>	<b>7</b>
3.1	Amplitudenmodulation	7
3.2	Phasenmodulation	9
3.3	Frequenzmodulation	10
3.4	Komplexe Modulation	11
<b>4</b>	<b>Demodulation der Ultraschallsignale</b>	<b>12</b>
4.1	Demodulation mittels Unterabtastung	12
4.2	Komplexe Bandpaßabtastung	14
4.3	Quadraturdemodulation mittels komplexer Mischung	17
<b>5</b>	<b>Phasenrekonstruktion</b>	<b>20</b>
5.1	Rekonstruktion großer Phasensprünge	20
5.2	Probleme der Phasenrekonstruktion und Einfluß der Nullphasenlage	22

5.3	Phasenrekonstruktion durch Auswertung der Häufigkeitsverteilung	26
5.4	Phasenrekonstruktion bei gestörten Profilen	29
5.5	Phasenrekonstruktion bei der Wirbelfrequenzmessung	34
<b>6</b>	<b>Signaleigenschaften</b>	<b>41</b>
6.1	Verteilungsfunktionen der demodulierten Signale	41
6.2	Spektren der demodulierten Signale	44
6.3	Autokorrelationsfunktion als Maß für die Bandbreite	47
<b>7</b>	<b>Laufzeitmessung stochastischer Strukturen</b>	<b>53</b>
7.1	Bestimmung der Laufzeit mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion	55
7.2	Laufzeitmessung mittels Addition der Signale beider Schranken	62
	7.2.1 Analyse im Frequenzbereich	67
	7.2.2 Analyse im Zeitbereich	72
7.3	Der r-Faktor	79
<b>8</b>	<b>Meßergebnisse ungestörter Profile</b>	<b>82</b>
8.1	Ergebnisse der Kreuzkorrelationsfunktion	83
8.2	Ergebnisse der Analyse des Summensignals	92
8.3	Übergang von der laminaren in die turbulente Strömung	95
8.4	Variation der Signalträgerfrequenz	98
8.5	Ergebnisse der Demodulation mittels komplexer Mischung	103
<b>9</b>	<b>Meßergebnisse gestörter Profile</b>	<b>105</b>



9.1	Einfachkrümmer	106
9.2	Raumkrümmer	109
9.3	Möglichkeiten der Messung des Dralls hinter einem Raumkrümmer	112
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
<b>11</b>	<b>Literatur</b>	<b>118</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>123</b>

## **Nomenklatur**

### **Variablen**

Größe	Einheit	Bedeutung
$a(t)$	$V$	Zeitfunktion der Amplitude
$c$	$m \cdot s^{-1}$	Schallgeschwindigkeit
$D$	$m$	Rohrdurchmesser
$d$	$m$	Schrankenabstand
$f_T$	$s^{-1}$	Trägerfrequenz
$f_a$	$s^{-1}$	Abtastfrequenz
$f_{\max}$	$s^{-1}$	maximale Frequenz
$i$	1	Ganzzahlige Konstante
$k$	1	Laufindex
$l$	1	Laufindex
$l$	$m$	Abstand
$m$	1	Modulationsgrad
$m$	1	Laufindex
$m$	1	Ganzzahlige Konstante
$N$	1	Anzahl der Meßwerte
$n$	1	Brechungsindex
$n$	1	Laufindex

## Nomenklatur

---

$n$	1	Geschwindigkeitsabhängiger Parameter
$p$	$Pa$	Druck
$R$	$m$	Rohrradius
Re	1	Reynolds-Zahl
$r(t)$	$V$	Zeitsignal
$r$	$m$	Position auf dem Radius
$r_{dev}$	1	Systematische Abweichung zwischen Linien- und Flächenintegral
$s(t)$	$V$	Zeitsignal
$T$	$s$	Periodendauer
$T_a$	$s$	Periodendauer der Abtastfrequenz
$T$	$K$	Temperatur
$t$	$s$	Zeit
$u(t)$	$V$	Realteil der komplexen Zeitfunktion
$v$	$m \cdot s^{-1}$	Durchflußgeschwindigkeit
$\bar{v}$	$m \cdot s^{-1}$	Mittlere Durchflußgeschwindigkeit
$\hat{v}$	$m \cdot s^{-1}$	Maximale Durchflußgeschwindigkeit
$v_{mess}$	$m \cdot s^{-1}$	Gemessene Durchflußgeschwindigkeit
$w(t)$	$V$	Imaginärteil der komplexen Zeitfunktion
$X(j\omega)$	$V \cdot s$	Fouriertransformierte von $x(t)$

## Nomenklatur

---

$X_d$	$V \cdot s$	Fouriertransformierte von $x_n$
$x(t)$	$V$	reelles Zeitsignal
$x_n$	$V$	diskretes Zeitsignal
$\hat{x}_T$	$V$	Amplitude des Zeitsignals
$x_{AM}$	$V$	Amplitudenmoduliertes Signal
$x_{PM}$	$V$	Phasenmoduliertes Signal
$Y_d$	$V \cdot s$	Fouriertransformierte von $y_n$
$y$	$^\circ$	Wertevorrat
$y_n$	$V$	diskretes Zeitsignal

## Griechische Variablen

Größe	Einheit	Bedeutung
-------	---------	-----------

---

$\alpha$	$^\circ$	Winkel
$\delta(t)$	1	Dirac-Impuls
$\lambda$	$m$	Wellenlänge
$\rho$	$kg \cdot m^{-3}$	Dichte
$\nu$	$m^2 \cdot s^{-1}$	Viskosität
$\tau$	$s$	Laufzeit
$\varphi$	$^\circ$	Phasenwinkel
$\varphi_0$	$^\circ$	Phasenwinkel

## Nomenklatur

---

$\varphi(t)$	°	Zeitfunktion der Phase
$\Delta t$	s	Zeitdifferenz
$\Delta v$	$m \cdot s^{-1}$	Geschwindigkeitsdifferenz
$\Delta \varphi$	°	Phasenmodulierendes Signal
$\Delta \phi$	°	Phasenhub
$\Delta \omega$	$s^{-1}$	Frequenzdifferenz
$\varphi_T$	°	Phasenwinkel des Trägersignals
$\varphi_M$	°	Phasenwinkel des modulierenden Signals
$\phi$	°	Winkel
$\phi_{xx}$	$V^2$	Autokorrelationsfunktion
$\phi_{xy}$	$V^2$	Kreuzkorrelationsfunktion
$\phi_{xy,norm}$	1	Normierte Kreuzkorrelationsfunktion
$\omega$	$s^{-1}$	Frequenz
$\omega_A$	$s^{-1}$	Abtastfrequenz
$\omega_H$	$s^{-1}$	Hilfsträgerfrequenz
$\omega_T$	$s^{-1}$	Kreisfrequenz des Trägersignals
$\omega_M$	$s^{-1}$	Kreisfrequenz des modulierenden Signals



### **1 Einleitung**

Die Durchflußmeßtechnik spielt in vielen industriellen Bereichen wie der Verfahrenstechnik oder der Abrechnung bei Ein- und Verkauf der Versorgungsunternehmen sowohl in technischer als auch in wirtschaftlicher Hinsicht eine bedeutsame Rolle. Ihr Stellenwert entspricht dem der Temperatur-, Druck- und Füllstandsmessung zusammen. Dies resultiert in einem hohen Aufwand in der Forschung und Entwicklung entsprechender Verfahren.

Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zur Weiterentwicklung der Laufzeitmessung turbulenter Strukturen mit Hilfe modulierter Ultraschallsignale. Sie entstand parallel und in enger Zusammenarbeit mit der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Forschergruppe „Strömungsmechanische Grundlagen der Durchflußmessung“ der Universitäten Essen und Bochum.

Das Meßprinzip der korrelativen Laufzeitmessung stochastischer Strukturen in turbulenten Rohrströmungen wurde bereits in den 60er Jahren vorgestellt. Erste ausführliche Untersuchungen auf diesem Gebiet wurden von Coulthard [11, 12], Mesch [25, 26] und später von Beck [3, 4] durchgeführt. Der industrielle Einsatz dieses Verfahrens blieb allerdings bislang aus. Dies liegt sicherlich an den hohen Anforderungen an die Signalverarbeitung. Die charakteristischen Fluideigenschaften können nicht direkt meßtechnisch erfaßt werden. Der Ultraschallsignalträger stellt lediglich ein Hilfsmittel für die durch stochastische Strukturen der turbulenten Rohrströmung erzeugten Modulationen dar. Die Empfangssignale beinhalten das Nutzsignal als Modulation des Signalträgers sowohl in der Phase als auch der Amplitude. Die Trennung von Nutz- und Trägersignal wurde erstmals in der Arbeit Poppen [32] durchgeführt und später in den Arbeiten Windorfer [49] und Skwarek [42] weiterentwickelt. Über die Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion der demodulierten Empfangssignale zweier hintereinander angeordneter Ultraschallschranken können die Laufzeitverschiebung und damit die Geschwindigkeit der vom Ultraschall erfaßten Strukturen im Fluid bestimmt werden.

Aufbauend auf den bisherigen Erkenntnissen konnten in dieser Arbeit wesentliche Fortschritte in der Signalverarbeitung gemacht und entscheidende physikalische Zusammenhänge geklärt werden. Die Demodulation mit Hilfe der komplexen

Bandpaßabtastung bereitet für stark modulierte Trägersignale erhebliche Probleme. Der Phasenverlauf kann nur in einem eingeschränkten Wertebereich dargestellt werden. Durch die unbekannte Nullphasenlage der Empfangssensoren muß der Phasenverlauf allerdings rekonstruiert werden. Bei der üblicherweise angewandten Rekonstruktion großer Phasensprünge kommt es bei hohem Modulationsgrad, der vor allem beim Messen gestörter Profile hinter Einfach- und Raumkrümmern auftritt, zu einem fehlerhaften Phasenverlauf. Dadurch wird eine Bestimmung der Laufzeitverschiebung unmöglich gemacht. Nach einer Darstellung des Stands der Technik und der Erläuterung der Modulation und Demodulation des Ultraschallsignals wird in Kapitel 5 ein neuartiges Verfahren zur Korrektur der Nullphasenlage sowohl für die Modulation mit stochastischen Strukturen als auch für die Modulation in der Wirbelfrequenzmessung vorgestellt. Mit Hilfe der Häufigkeitsverteilungsfunktionen kann die Nullphasenlage bestimmt und deren Einfluß unterdrückt werden. Kapitel 6 beschäftigt sich mit den Charakteristiken der demodulierten Empfangssignale, deren Eigenschaften stark von der jeweiligen Durchflußgeschwindigkeit abhängen. Vorgestellt wird eine Möglichkeit der Bestimmung der Bandbreite der Phasenverläufe, die mit zunehmender Geschwindigkeit zunimmt. Kapitel 7 stellt zwei verschiedene Möglichkeiten der Messung der Laufzeitverschiebung zwischen zwei Signalen vor. Ausführlich werden die Eigenschaften der Kreuzkorrelationsfunktion besprochen. Von besonderem Interesse ist die Frage, welche Faktoren auf die Position des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion Einfluß nehmen. Neben der korrelativen Laufzeitmessung wird ein Verfahren vorgestellt, welches durch Analyse des Summensignals beider Ultraschallschranken die Laufzeitbestimmung ermöglicht. Kapitel 8 stellt die Ergebnisse umfangreicher Messungen am ungestörten Profil vor. Beide Verfahren der Laufzeitbestimmung finden hier Anwendung. Die neue Methode zur Phasenrekonstruktion ermöglicht ebenfalls die Messung am gestörten Profil. In Kapitel 9 werden die Ergebnisse hinter einem Einfach- und einem Raumkrümmer dargestellt und diskutiert.



### **2 Stand der Technik**

Die industriellen Anforderungen an eine genaue und zuverlässige Bestimmung des Durchflusses in Rohrleitungen haben zu einer Entwicklung vieler verschiedener Meßverfahren geführt. Grundsätzlich zu unterscheiden ist zwischen der Messung des Volumenstroms und der Messung des Massenstroms. Bei bekannter Dichte des Fluids lassen sich allerdings beide ineinander umrechnen. Von Interesse ist in der Regel der Massendurchfluß. Da die meisten Verfahren den Volumendurchfluß messen, muß in diesen Fällen ebenfalls die Dichte des Fluids bestimmt werden. Für Flüssigkeiten genügt es, die Temperatur zu erfassen, um die Dichte zu berechnen. Für Gase sind sowohl die Temperatur als auch der Druck zu erfassen.

#### **2.1 Wirkdruckverfahren**

Wirkdruckverfahren sind im industriellen Bereich am häufigsten anzutreffen. Der Rohrquerschnitt wird in Form einer Blende oder einer Düse verengt [40]. Volumen- und Massenstrom sind an allen Stellen der Rohrleitung gleich groß. Es entsteht ein Druckgefälle, aus dem der Durchfluß berechnet werden kann. Oftmals kommen genormte Drosselgeräte wie Normblenden, Normdüsen und Norm-Venturidüsen zum Einsatz. Zu den Wirkdruckverfahren gehören ebenfalls Staurohre, die als Sonden in die Strömung eingebracht werden. Der Nachteil aller auf dem Wirkdruckverfahren basierenden Meßgeräten besteht in dem direkten Eingriff in die Rohrströmung. Dadurch kommt es neben hohen Verschleißerscheinungen an den Einbauten zu nicht zu vernachlässigenden Druck- und Energieverlusten.

#### **2.2 Wirbelfrequenzzähler**

Hinter einem in der Strömung eingebauten Störkörper bildet sich die sogenannte Karmann'sche Wirbelstraße aus. Periodisch lösen sich an beiden Seiten des Störkörpers Wirbel ab. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Frequenz der auftretenden Wirbel und der Durchflußgeschwindigkeit. Die Messung

der Wirbelfrequenz ist auf verschiedenen Arten möglich. Weit verbreitet ist die Erfassung der Frequenz über Drucksensoren, die entweder in der Rohrwand oder im Störkörper selbst montiert sind. Die Wirbelfrequenz kann auch mit Hilfe einer stromabwärts des Störkörpers positionierten Ultraschallschranke ermittelt werden. Der Nachteil der Wirbelfrequenzmeßgeräte liegt im Einbau des Störkörpers in die Rohrleitung, der zu einem hohen Druckverlust im Meßgerät führt.

### **2.3 Volumetrische Verfahren**

Beim Turbinenradzähler wird ein drehbar gelagertes Turbinenrad durch die Strömung in Rotation versetzt [46]. Die Frequenz der Rotation ist bei geeigneter Ausführung der Flügel direkt proportional zur Durchflußgeschwindigkeit. Auch beim Ovalradzähler erzeugt die Strömung eine Rotation zweier drehbar gelagerter Ovalräder. Abwechselnd wird von den beiden Ovalrädern ein Teilvolumen der Strömung eingeschlossen und zum Ausgang des Meßgeräts transportiert. Aus der Frequenz der Drehung läßt sich der Volumenstrom berechnen. Alle Arten der volumetrischen Verfahren haben einen erheblichen Einfluß auf das Strömungsprofil. So erzeugt der Ovalradzähler eine stark pulsierende Strömung am Meßgeräteausgang. Der Einsatz solcher Meßgeräte ist daher nicht immer unproblematisch.

### **2.4 Ultraschall-Meßverfahren**

Die Ultraschall-Durchflußmessung hat gegenüber den bisher vorgestellten Verfahren den großen Vorteil, daß die Rückwirkung des Verfahrens auf die Strömung relativ gering ist. Die weiteste Verbreitung hat das Laufzeitverfahren. Zwei schräg in der Rohrwand eingebaute Ultraschallwandler dienen sowohl als Sender als auch als Empfänger eines Ultraschallimpulses. Die Schallgeschwindigkeit überlagert sich jeweils mit der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids. Läuft der Ultraschallimpuls mit der Strömung, so verringert sich die Laufzeit, während sich die Laufzeit in umgekehrter Richtung erhöht. Aus der Messung der Laufzeitdifferenz, der Entfernung der beiden Wandler und dem Einbauwinkel läßt sich die

Durchflußgeschwindigkeit unabhängig von der Schallgeschwindigkeit berechnen [40]. Allerdings kommt es durch die schräg in die Rohrwand eingebauten Wandler zu Verwirbelungen des Fluids.

Beim Ultraschall-Dopplerverfahren wird die Frequenzverschiebung der an bewegten Inhomogenitäten im Fluid gestreuten Ultraschallimpulse gemessen. Oftmals sind jedoch die reflektierten Ultraschallsignale für eine zuverlässige Signalverarbeitung zu klein.

Eine andere Möglichkeit der Ultraschalldurchflußmessung ist das kreuzkorrelative Verfahren. Es stellt einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar. Die Signale zweier stromabwärts angeordneter Ultraschallschranken registrieren nacheinander ähnliche stochastische Strukturen im Fluid. Über die Kreuzkorrelationsfunktion läßt sich die Laufzeit der Strukturen zwischen beiden Schranken und damit die Durchflußgeschwindigkeit berechnen. Alle Ultraschall-Meßverfahren erfassen das Strömungsprofil zunächst nur über ein Linienintegral. Nur bei einer ungestörten voll ausgebildeten Rohrströmung kann das Meßergebnis in das Flächenintegral über dem Profilquerschnitt umgerechnet werden. Um auch den Einfluß gestörter Profile berücksichtigen zu können, arbeiten neuere Verfahren mit aufgefächerten Ultraschallstrahlen oder mit Mehrpfadanordnungen, um den gesamten Profilquerschnitt meßtechnisch zu erfassen [16].

### **2.5 Weitere Verfahren**

Die magnetisch-induktive Durchflußmessung [47] eignet sich ausschließlich für leitfähige Fluide. Beim Anlegen eines Magnetfelds induzieren die bewegten Ladungsträger in der Strömung eine elektrische Spannung, die senkrecht zur Bewegungsrichtung und dem angelegten Magnetfeld über Elektroden an der Rohrwand abgegriffen werden kann. Die Höhe der gemessenen Spannung ist proportional zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Bei der Coriolis-Massendurchflußmessung wird das Fluid durch ein mit seiner Eigenfrequenz angeregtes Rohr geleitet. Das Rohr erfährt in Abhängigkeit des Massenstroms eine Torsion, die gemessen werden kann.

Das Hitzdrahtanemometer besteht aus einem beheizten Draht, dessen Wärmeabgabe proportional zur Massenstromdichte ist. Durch Messung des elektrischen Widerstands des Drahts kann der gesamte Massendurchfluß im Rohrquerschnitt berechnet werden.

Die Laser-Doppler-Anemometrie und die Particle-Image-Velocimetry, mit der das gesamte Geschwindigkeitsfeld in einer Ebene dargestellt werden kann, sind Verfahren, die aufgrund sehr hoher Kosten nur im Laborbetrieb zum Einsatz kommen.

### **3 Modulation des Ultraschallsignalträgers**

Der Ultraschallsignalträger des Senders ist eine rein sinusförmige Schwingung mit einer festen Trägerfrequenz  $f_T$ . Sie wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$x(t) = \hat{x}_T \cdot \cos(\omega_T t + \varphi_T) \quad . \quad (3.1)$$

Dabei stellt  $\hat{x}_T$  die Amplitude,  $\omega_T$  die Kreisfrequenz und  $\varphi_T$  den Phasenwinkel des Sendesignals dar. Die Kreisfrequenz ist über die Beziehung

$$\omega_T = 2\pi f_T = 2\pi \frac{1}{T} \quad (3.2)$$

mit der Sendefrequenz verknüpft.  $T$  bezeichnet die Periodendauer.

Auf dem Weg vom Sender zum Empfänger durchläuft die Ultraschallwelle die natürlichen Störungen und Strukturen der turbulenten Strömung. Dabei treten Wechselwirkungen zwischen Fluid und Ultraschallwelle auf. So resultiert eine Veränderung der Laufzeit zwischen Sender und Empfänger in einer Verschiebung der Phasenlage des Signals. Eine Beeinflussung der Empfangsleistung wiederum führt zu einer Änderung der Signalamplitude. Diese Einwirkungen auf das Ultraschallsignal integrieren sich auf dem Weg durch das Fluid, so daß den Empfänger ein modulierte Ultraschallsignal erreicht. Grundsätzlich wird bei der Modulation eines sinusförmigen Signalträgers zwischen der Amplituden-, der Phasen- und der Frequenzmodulation unterschieden.

#### **3.1 Amplitudenmodulation**

Bei der Amplitudenmodulation wird die Amplitude des Trägersignals verändert. Der Träger schwingt kontinuierlich mit der festen Frequenz  $f_T$ . Die Amplitude dagegen ist eine Funktion des modulierenden Signals. Das modulierte Signal läßt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$x_{AM} = \hat{x}_T \cdot [1 + m \cdot \cos(\omega_M t + \varphi_M)] \cdot \cos(\omega_T t + \varphi_T) \quad . \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnen  $\omega_M$  die Kreisfrequenz und  $\varphi_M$  den Phasenwinkel des modulierenden Signals. Der Modulationsgrad  $m$  nimmt einen Wert zwischen Null und Eins an.

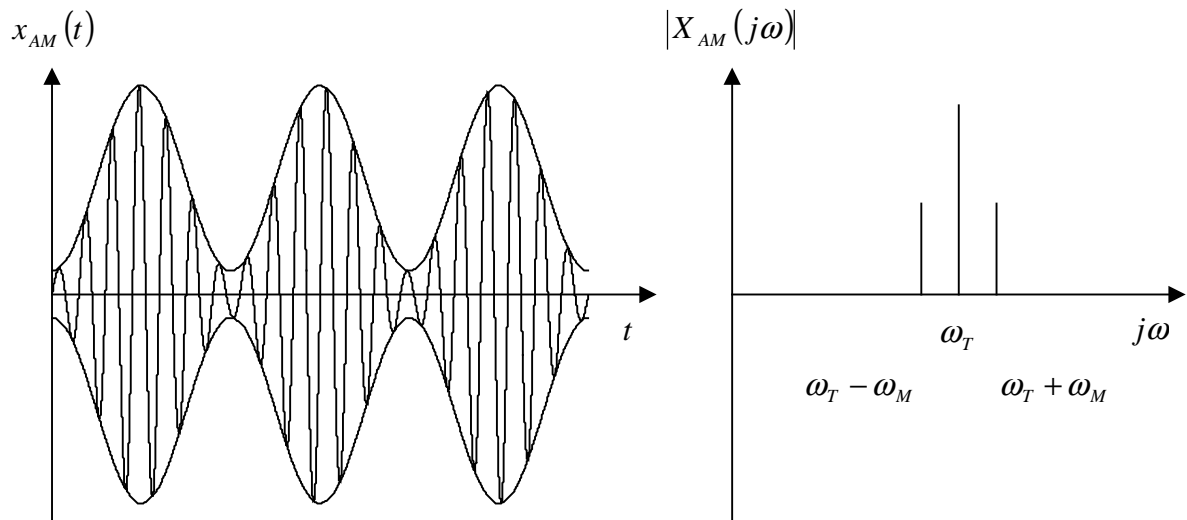


Abbildung 3.1: Amplitudenmodulation im Zeit- und Frequenzbereich

Die Abbildung 3.1 stellt eine Trägerwelle dar, die mit einem um den Wert  $\pi$  phasenverschobenen cosinusförmigen Signal niedrigerer Frequenz moduliert ist. Die Einhüllende des Signals wird durch das modulierende Signal bestimmt. Der Modulationsgrad liegt in diesem Beispiel bei 80% beziehungsweise  $m = 0.8$ . Im Spektrum sind die Trägerfrequenz  $\omega_T$  und die beiden Seitenfrequenzen  $\omega_T - \omega_M$  und  $\omega_T + \omega_M$  zu erkennen.

Die Modulation der Amplitude des Ultraschallsignalträgers basiert auf einer Variation der Empfangsleistung. Diese kann unterschiedliche physikalische Ursachen haben. Die Intensität des Schallstrahls nimmt auf dem Weg vom Sender zum Empfänger ab. Dafür ist neben der Reflexion, Streuung und einer Aufweitung des Schallstrahls vor allem die Absorption beim Durchlaufen des Fluids verantwortlich. Durch innere Reibung im Fluid wird Schallenergie in Wärme umgewandelt. Die Absorption nimmt exponentiell mit der zurückgelegten Wegstrecke zu. Die Höhe der Dämpfung ist von

vielen Fluidparametern abhängig. Dazu gehören die Temperatur  $T$ , die Dichte  $\rho$  und der Druck  $p$ . All diese Fluidparameter sind in einem strömenden Fluid stochastischen Schwankungen unterworfen, die zu einer Modulation der Signalamplitude führen. Auch der Brechungsindex  $n$  im Fluid ist nicht immer konstant. Dadurch kommt es am Empfänger zu einer Verstärkung oder Abschwächung der Empfangsamplitude aufgrund von Interferenzerscheinungen der Ultraschallwellen. Schließlich führt die Geschwindigkeit des Fluids zu einer Verwehung des Ultraschallstrahls. Dadurch wird vom Sender nicht das Hauptmaximum und somit nicht die volle Intensität des Ultraschallstrahls erfaßt. Die lokalen Durchflußgeschwindigkeiten schwanken dabei stochastisch, so daß die Stärke der Verwehung und damit die Empfangsleistung nicht konstant ist. Somit tragen Geschwindigkeitsschwankungen im Fluid ebenfalls zur Modulation der Signalamplitude bei. Die Abschwächung der Amplitude des Ultraschallsignals und die Schwankungsbreite betragen ungefähr  $25\text{dB} \pm 1\text{dB}$ .

#### **3.2 Phasenmodulation**

Bei der Phasenmodulation bleibt die Amplitude des Signalträgers unverändert. Der Phasenwinkel des Trägers verändert sich als Funktion des modulierenden Signals. Folgende Gleichung stellt das modulierte Signal dar:

$$x_{PM} = \hat{x}_T \cdot \cos(\omega_T t + \varphi_T + \Delta\phi \cdot \cos(\omega_M t + \varphi_M)) \quad . \quad (3.4)$$

Wiederum bezeichnen  $\omega_M$  die Kreisfrequenz und  $\varphi_M$  den Nullphasenwinkel des modulierenden Signals. Der Phasenhub wird mit  $\Delta\phi$  bezeichnet. Die Abbildung 3.2 stellt eine sinusförmige Trägerschwingung dar, die mit einem sinusförmigen Signal niedrigerer Frequenz moduliert wird. Der Phasenhub liegt in diesem Beispiel bei  $\Delta\phi = \pi$ . Über das Aussehen des Spektrums der Phasenmodulation können keine allgemeinen Aussagen gemacht werden. Die Bandbreite des Spektrums wird von der Größe des Phasenhubs bestimmt.

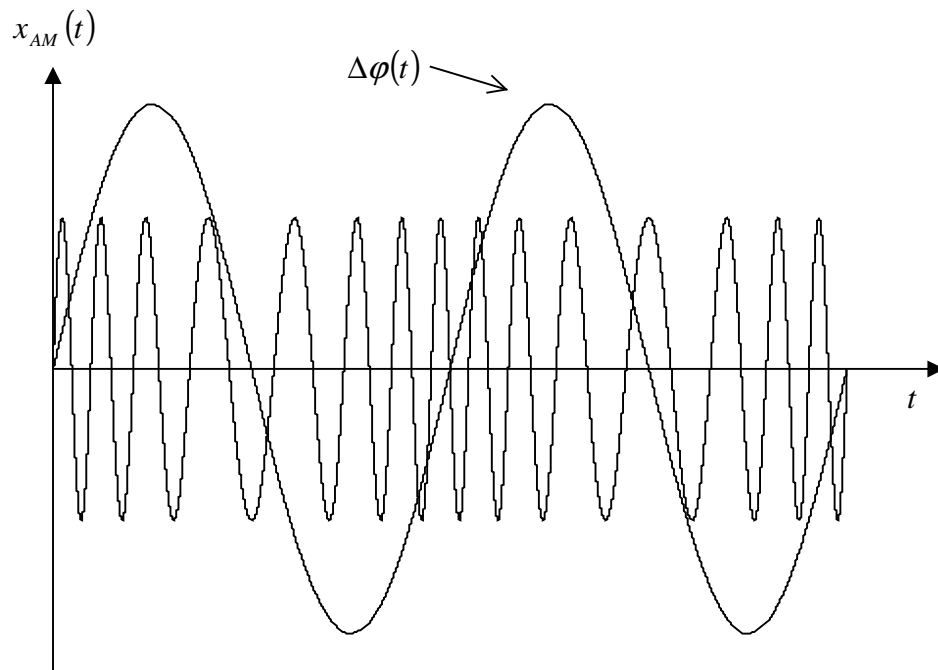


Abbildung 3.2: Phasenmodulation

Die Phasenmodulation des Ultraschallsignalträgers ist auf Veränderungen der Laufzeit zwischen Sender und Empfänger zurückzuführen. Für Laufzeitschwankungen ist in erster Linie eine sich verändernde Schallgeschwindigkeit  $c$  verantwortlich. Variierender Druck und Dichte haben unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten zur Folge. Dies führt zu einer Modulation der Phase des Ultraschallsignals. Ebenfalls Einfluß auf die Laufzeit haben Geschwindigkeitskomponenten parallel zur Schallausbreitungsrichtung im Fluid. Durch vektorielle Überlagerung der Geschwindigkeiten von Fluid und Ultraschall kommt es zu Laufzeitänderungen, die in einer Phasenmodulation resultieren.

### **3.3 Frequenzmodulation**

Ähnlich der Phasenmodulation bleibt auch bei der Frequenzmodulation die Amplitude des Trägersignals konstant. Die Frequenz des Trägers verändert sich als



Funktion des modulierenden Signals. Das modulierte Signal lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$x_{PM} = \hat{x}_T \cdot \cos\left(\omega_T t + \varphi_T + \Delta\omega \int \cos(\omega_M t + \varphi_M) dt\right) \quad . \quad (3.5)$$

Der Frequenzhub wird mit  $\Delta\omega$  bezeichnet. Zu erkennen ist der enge Zusammenhang der Frequenz- und der Phasenmodulation. Die Integration der Frequenz ergibt den Phasenwinkel. Frequenz- und Phasenmodulation lassen sich damit mathematisch ineinander überführen. Für das Spektrum gelten die gleichen Eigenschaften wie bei der Phasenmodulation.

#### **3.4 Komplexe Modulation**

Die natürlichen im Fluid vorkommenden Strukturen modulieren das sinusförmige Ultraschallsignal sowohl in der Amplitude als auch in der Phase. Man spricht in diesem Fall von einer komplexen Modulation. Sie lässt sich durch folgenden Formalismus beschreiben:

$$x(t) = a(t) \cdot \cos(\omega_T t + \varphi(t)) \quad . \quad (3.6)$$

Die Amplitudenmodulation führt zu einer Zeitabhängigkeit der Amplitude  $a(t)$ . Die Phasenmodulation wird mit  $\varphi(t)$  bezeichnet. Der Nullphasenwinkel des Trägersignals ist bereits als Offset in der Phasenmodulation berücksichtigt.

### **4 Demodulation der Ultraschallsignale**

Liegt eine reine Amplituden- oder Phasenmodulation vor, läßt sich das modulierende Signal relativ einfach vom Trägersignal trennen. Die komplexe Modulation mit einer zeitlichen Änderung sowohl der Signalamplitude als auch der Signalphase erlaubt nicht die einfache Trennung der modulierenden Signale vom Träger. Im Folgenden werden verschiedene Verfahren zur Demodulation komplex modulierter Signale vorgestellt.

#### **4.1 Demodulation mittels Unterabtastung**

Das empfangene modulierte Ultraschallsignal muß zur weiteren Signalverarbeitung digitalisiert werden. Dazu wird das analoge Meßsignal zu äquivalenten Zeitpunkten  $nT_a$  abgetastet. Dadurch entsteht aus dem kontinuierlichen Signal  $x(t)$  ein Satz diskreter Amplitudenwerte  $x(nT_a)$ . Mathematisch läßt sich das Abtastsignal mittels einer Multiplikation des Empfangssignals mit einer Folge von Dirac-Impulsen  $\delta(t)$  beschreiben:

$$x_n = x(nT_a) = x(t) \cdot \sum_{n=1}^N \delta(t - nT_a) \quad . \quad (4.1)$$

Mit Hilfe der diskreten Fouriertransformation wird dieser Abtastsatz in den Frequenzbereich transformiert. Eine Multiplikation im Zeitbereich entspricht einer Faltung im Frequenzbereich. Daraus ergibt sich eine Periodizität im Spektrum  $X_d(j\omega_k)$  der abgetasteten Zeitfunktion:

$$DFT(x(nT_a)) = X_d(j\omega_k) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} X(j\omega - mj\omega_a) \quad . \quad (4.2)$$

Das Spektrum setzt sich aus den einzelnen Anteilen  $X(j\omega)$  zusammen, die um Vielfache der Abtastfrequenz  $\omega_a = 2\pi f_a$  verschoben sind.  $X(j\omega)$  stellt das Ursprungsspektrum der kontinuierlichen Zeitfunktion dar. Dies wird aus Abbildung 4.1 ersichtlich.

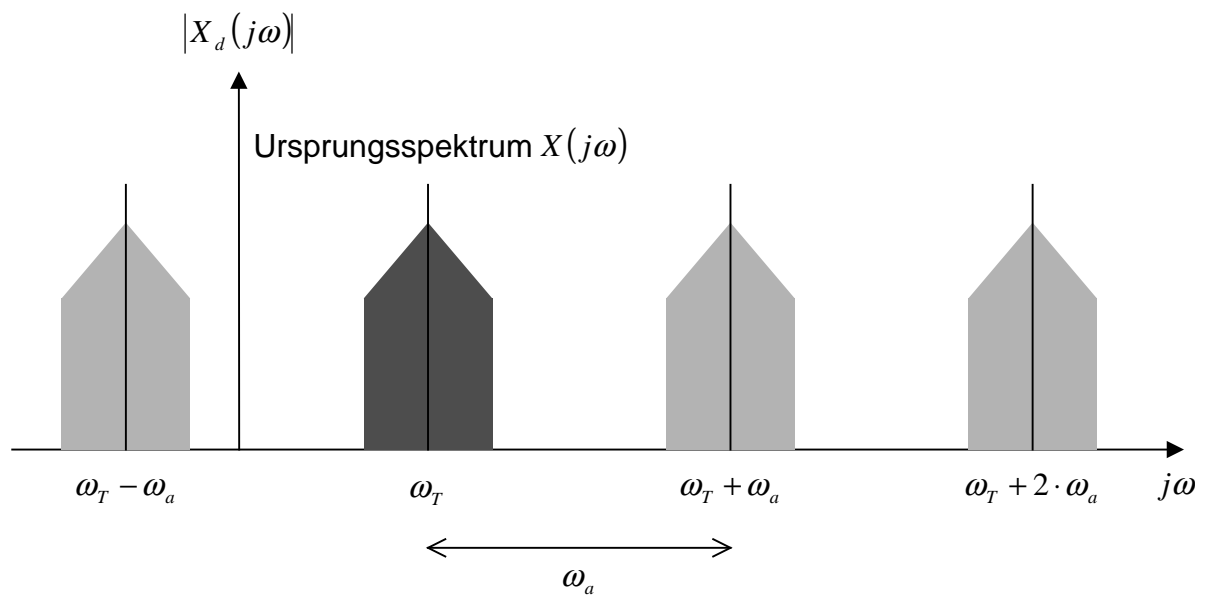


Abbildung 4.1: Periodizität des Spektrums der abgetasteten Zeitfunktion

Die Eigenschaft der Fouriertransformation, im Spektrum des abgetasteten Signals das Ursprungsspektrum periodisch wiederkehren zu lassen, lässt sich ausnutzen, um das modulierte Empfangssignal zu demodulieren.

Nach dem Shannon Theorem muß die Abtastfrequenz größer als das Doppelte der höchsten im Signal vorkommenden Frequenz sein:

$$f_a > 2 \cdot f_{\max} \quad . \quad (4.3)$$

Ist dies nicht der Fall, überschneiden sich die wiederholenden Spektren, und es tritt ein Alias-Fehler auf.

Das komplex modulierte Empfangssignal besteht aus einem hochfrequenten Signalträger, der sowohl in der Amplitude als auch in der Phase moduliert ist. Das Spektrum des Signals ist allerdings sehr schmalbandig. Um die Modulationsfrequenzen des Signalträgers vollständig aufzulösen, reicht es, das Shannon Theorem für die höchste vorkommende Modulationsfrequenz einzuhalten. Wenn nun als Abtastfrequenz ein ganzzahliger Teiler der Trägerfrequenz gewählt wird, verschiebt sich die Trägerfrequenz zu Null, und das Seitenband kann direkt

ausgewertet werden. Zur Rekonstruktion der Amplitudenmodulation muß das Signal im Maximum abgetastet werden. Für die Rekonstruktion der Phase erfolgt die Abtastung im Nulldurchgang. Allerdings beeinflussen sich Amplituden- und Phasenmodulation gegenseitig, so daß keine saubere Trennung der Amplituden- und Phasenmodulation möglich ist. Die besten Ergebnisse wurden mit der Abtastung im Nulldurchgang erzielt [32]. Allerdings bereitet in der praktischen Anwendung die Phasenlage des Empfangssignals bei dieser Methode der Demodulation Probleme. Die Abtastzeitpunkte werden durch die Nulldurchgänge des Sendesignals vorgegeben. Die Phasenlage des unmodulierten Empfangssignals ist zu diesen Zeitpunkten von der Position des Aufnehmers abhängig. Bei einer Trägerfrequenz von  $f_T = 220\text{kHz}$  beträgt die Wellenlänge  $\lambda = 1.6 \cdot 10^{-3}\text{m}$  unter Laborbedingungen. Daraus ergibt sich, daß schon eine Positionsänderung von  $0.39 \cdot 10^{-3}\text{m}$  zu einer Phasenänderung von 90 Grad führt. Vor jeder Messung muß somit eine exakte Positionierung der Ultraschallwandler erfolgen, so daß Sendesignal und Empfangssignal phasengleich sind. Jede kleinste Änderung des exakten Abstandes zwischen Sender und Empfänger führt zu einer Meßabweichung, die nicht zu kompensieren ist. Die reine Unterabtastung als Demodulation des modulierten Trägersignals eignet sich daher nur bedingt unter Laborbedingungen. Sie ist allerdings im industriellen Bereich nicht einsetzbar.

### **4.2 Komplexe Bandpaßabtastung**

Die komplexe Bandpaßabtastung basiert ebenfalls auf dem Prinzip der Unterabtastung [2]. Sie ermöglicht allerdings die exakte Trennung der Amplituden und der Phasenmodulation. Der Einfluß der zunächst unbekannten Phasenlage des Empfangssignals läßt sich mit einem geeigneten Verfahren korrigieren, das in Kapitel 5 ausführlich beschrieben ist.

Das komplex modulierte Empfangssignal wird durch die reelle Funktion

$$x(t) = a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi(t)) \quad (4.4)$$

ausgedrückt.

Diese Funktion stellt den Realteil der komplexen Funktion

$$s(t) = a(t) \cdot e^{j\varphi(t)} \cdot e^{j\omega t} \quad \text{mit} \quad x(t) = \operatorname{Re}\{s(t)\} \quad (4.5)$$

dar.

In der komplexen Ebene lässt sich diese Funktion wie in Abbildung 4.2 als ein mit der Trägerfrequenz  $\omega$  rotierender Zeiger darstellen. Zu jedem Zeitpunkt wird der Zeiger mittels der Zeigerlänge  $a(t)$  und dem zugehörigen Phasenwinkel  $\varphi(t) + \omega t$  vollständig beschrieben. Das ursprüngliche Empfangssignal erhält man durch die Projektion des Zeigers auf die reelle Achse.

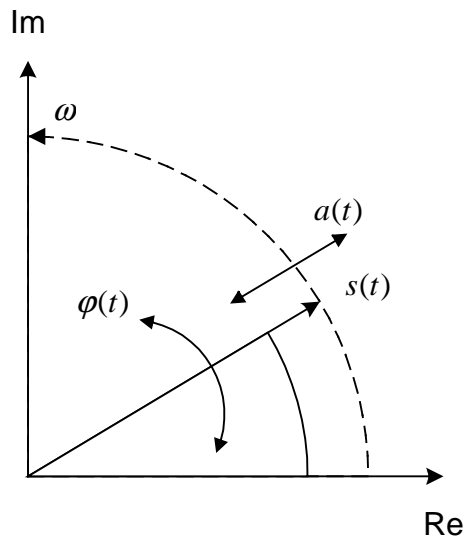


Abbildung 4.2: Zeigerdiagramm der komplexen Funktion  $s(t)$

Durch die Unterabtastung des Signals mit einem ganzzahligen Teiler der Trägerfrequenz wird die Rotation gestoppt und die Winkeländerung  $\omega t$  des Zeigers mit der Trägerfrequenz unterdrückt. Die jetzt noch auftretenden zeitlichen Änderungen der Länge und Position des Zeigers resultieren ausschließlich aus der komplexen Modulation. Die Amplitudenmodulation  $a(t)$  bewirkt dabei eine zeitlich abhängige Längenänderung, die Phasenmodulation  $\varphi(t)$  eine zeitlich abhängige

Änderung der Phasenlage des Zeigers. Sind der Realteil  $u(t)$  und der Imaginärteil  $w(t)$  der komplexen Funktion bekannt, lassen sich die Amplituden- und die Phasenmodulation bestimmen zu

$$a(t) = \sqrt{u(t)^2 + w(t)^2} \quad \text{und} \quad \varphi(t) = \arctan\left(\frac{w(t)}{u(t)}\right) . \quad (4.6)$$

Der Imaginärteil entspricht der Hilbert-Transformation des Realteils:

$$w(t) = \text{Im}\{s(t)\} = H\{u(t)\} . \quad (4.7)$$

Der Abtastwert des Empfangssignals ist immer der Realteil der komplexen Funktion und entspricht der Projektion des Zeigers auf die reelle Achse.

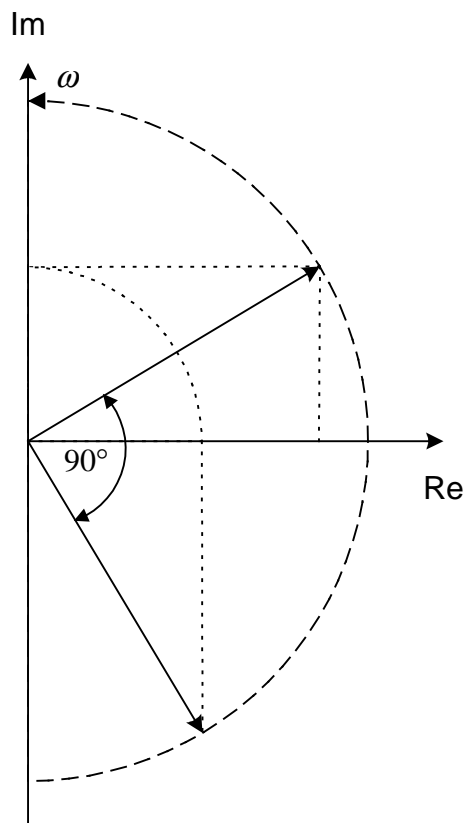


Abbildung 4.3: Komplexe Bandpaßabtastung

Für schmalbandige Modulationssignale ist der Imaginärteil mit dem Realteil des um  $\pi/2$  zurückgedrehten Zeigers identisch. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Das Empfangssignal muß dementsprechend zu zwei um  $\pi/2$  verschobenen Zeitpunkten abgetastet werden. Somit lassen sich der Realteil  $u(t)$  und der Imaginärteil  $w(t)$  aus der doppelten reellen Abtastung des Zeitsignals zu den Zeitpunkten  $t$  und  $t - \pi/2$  gewinnen.

### **4.3 Quadraturdemodulation mittels komplexer Mischung**

Das oben beschriebene Verfahren der komplexen Bandpaßabtastung führt in dieser Form allerdings zu einigen Problemen. Trotz der Unterabtastung mit einem ganzzahligen Teiler der Trägerfrequenz ergibt sich aufgrund der zwei um  $\pi/2$  verschobenen Abtastzeitpunkte zur Bestimmung der Phasen- und Amplitudeninformation des Empfangssignals eine zu realisierende Abtastfrequenz in Höhe des vierfachen Werts der Trägerfrequenz. Entweder muß hierzu eine sehr leistungsstarke und teure A-D-Wandlerkarte eingesetzt werden, oder es wird eine Sample&Hold-Stufe benötigt.

Zur Rekonstruktion eines Werts der Phase bzw. der Amplitude müssen Real- und Imaginärteil des komplexen Signals zu einem bestimmten Zeitpunkt bekannt sein. Diese beiden Werte werden allerdings zeitversetzt aufgenommen. Es wird hierbei davon ausgegangen, daß sich die Modulation des Signals zwischen den beiden Abtastzeitpunkten nicht ändert. Diese Annahme kann nur für sehr schmalbandige Signale gemacht werden, ansonsten ist die Rekonstruktion mit einer Abweichung behaftet, die nicht korrigiert werden kann. Außerdem müssen die Abtastzeitpunkte exakt eingehalten werden.

Als Alternative zur komplexen Bandpaßabtastung bietet sich die Quadraturdemodulation mittels komplexer Mischung an. Abbildung 4.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau [2].

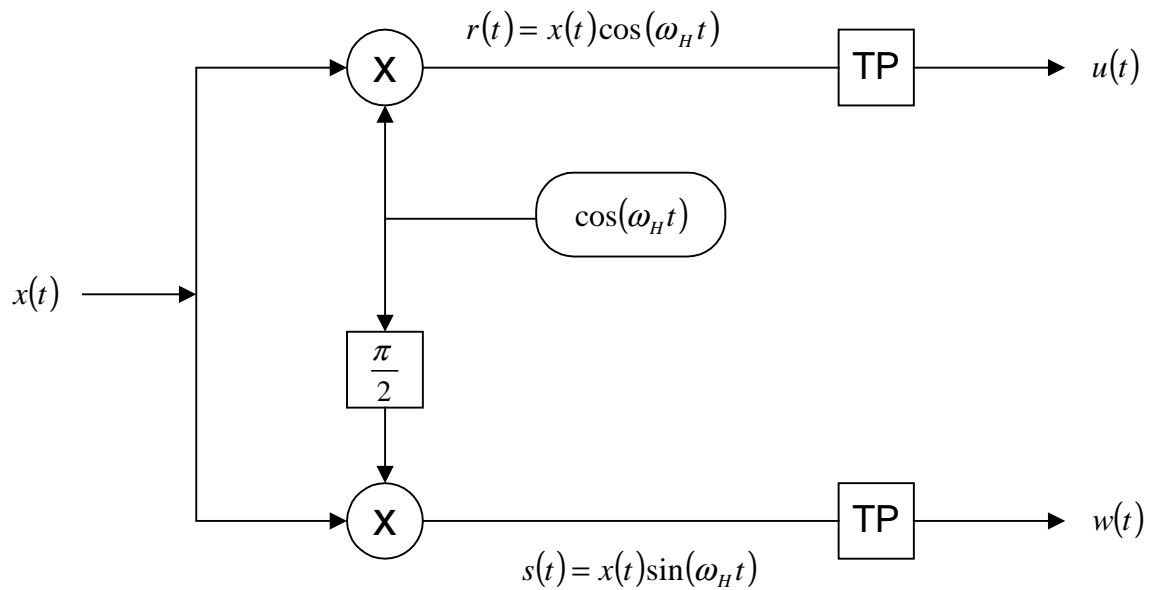


Abbildung 4.4: Aufbau des Demodulators

Der Demodulator besteht aus zwei gleich aufgebauten Kanälen. Das Eingangssignal wird jeweils mit einem weiteren Signal multipliziert und anschließend tiefpaßgefiltert. Der erste Kanal multipliziert das Empfangssignal mit dem Signalträger, der zweite Kanal mit dem um  $\pi/2$  verschobenen Trägersignal. Nach der Tiefpaßfilterung erhält man an den beiden Ausgängen zwei Signale, die dem Realteil und Imaginärteil des komplexen modulierten Eingangssignals entsprechen. Daraus lassen sich wiederum sowohl die Phasen- als auch die Amplitudenmodulation separat berechnen.

Das in der Phase und Amplitude modulierte Signal wird durch die Funktion

$$x(t) = a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi(t)) \quad (4.8)$$

beschrieben. Nach Multiplikation mit den Hilfsträgern  $\cos(\omega_H t)$  und  $\sin(\omega_H t)$  ergibt sich:

$$r(t) = a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi(t)) \cdot \cos(\omega_H t) \quad \text{und}$$

$$s(t) = a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi(t)) \cdot \sin(\omega_H t) \quad . \quad (4.9)$$

Durch Umformungen erhält man:



$$r(t) = \frac{1}{2} a(t) [\cos((\omega_H - \omega)t - \varphi(t)) + \cos((\omega_H + \omega)t + \varphi(t))] \quad \text{und}$$

$$s(t) = \frac{1}{2} a(t) [\sin((\omega_H - \omega)t - \varphi(t)) + \sin((\omega_H + \omega)t + \varphi(t))] \quad . \quad (4.10)$$

Die Terme  $\sin((\omega_H + \omega)t + \varphi(t))$  und  $\cos((\omega_H + \omega)t + \varphi(t))$  werden mittels eines Tiefpasses unterdrückt, so daß sich mit  $\Delta\omega = \omega_H - \omega$  die zwei Signale

$$u(t) = \frac{1}{2} a(t) \cdot \cos(\Delta\omega t - \varphi(t)) \quad \text{und}$$

$$w(t) = \frac{1}{2} a(t) \cdot \sin(\Delta\omega t - \varphi(t)) \quad (4.11)$$

ergeben.

Die beiden Signale stellen den Real- und Imaginärteil des komplexen Signals

$$s(t) = u(t) + jw(t) = \frac{1}{2} a(t) \cdot e^{j(\Delta\omega t - \varphi(t))} \quad (4.12)$$

dar.

Analog zur komplexen Bandpaßabtastung gilt die Hilberteigenschaft

$$w(t) = \text{Im}\{s(t)\} = H\{u(t)\} \quad . \quad (4.13)$$

Die Amplituden- und Phasenmodulationen lassen sich zu

$$a(t) = 2\sqrt{u(t)^2 + w(t)^2} \quad \text{und} \quad \Delta\omega - \varphi(t) = \arctan\left(\frac{w(t)}{u(t)}\right) \quad (4.14)$$

bestimmen. Der in der Phasenrekonstruktion enthaltene Anteil  $\Delta\omega = \omega_H - \omega$  läßt sich durch eine Synchronisation des Hilfsträgers  $\omega_H$  und des Signalträgers  $\omega$  unterdrücken.

Auf die Ergebnisse der Demodulation mit Hilfe der komplexen Bandpaßabtastung und der komplexen Mischung wird in Kapitel 8 eingegangen.

### **5 Phasenrekonstruktion**

Sowohl bei der komplexen Bandpaßabtastung als auch bei der Quadraturdemodulation mittels komplexer Mischung wird die Phasenmodulation mit Hilfe der Arcustangensfunktion berechnet. Ihr Definitionsbereich beträgt  $-\infty \leq x \leq \infty$  mit einem Wertevorrat von  $-\pi/2 \leq y \leq \pi/2$ . Dieser Wertevorrat reicht meist nicht aus, um den zeitlichen Phasenverlauf ausreichend wiederzugeben. Zunächst läßt sich der Wertevorrat auf  $-\pi \leq y \leq \pi$  erweitern, indem anhand der Vorzeichen des Real- und Imaginärteils der Phasenwinkel jeweils den vier Quadranten zugeordnet wird. Sind beide Vorzeichen positiv oder negativ, so liegt der Zeiger im ersten bzw. dritten Quadranten. Bei unterschiedlichen Vorzeichen dagegen liegt der Phasenwinkel des Zeigers im zweiten bzw. vierten Quadranten. Der Definitionsbereich der Arcustangensfunktion schließt für den Realteil Werte gleich Null aus. Nimmt der Realteil Werte kleiner als eine Quantisierungsschranke  $\varepsilon$  an, wird der zu berechnende Phasenwinkel gleich dem vorhergehenden gesetzt, falls auch der Imaginärteil kleiner als die Quantisierungsschranke ist. Ist der Imaginärteil größer als  $\varepsilon$ , so werden dem Phasenwinkel in Abhängigkeit des Vorzeichens vom Imaginärteil die Werte  $\pi/2$  bzw.  $-\pi/2$  zugewiesen.

#### **5.1 Rekonstruktion großer Phasensprünge**

Abhängig von den Einbauverhältnissen der Ultraschallwandler in der Rohrwand ergeben sich unterschiedliche Nullphasenlagen der Empfangssensoren bezogen auf die Phasenlage des Trägersignals. Dadurch ist dem demodulierten Phasenverlauf ein Offset überlagert. Wenn durch diesen Offset der Phasenverlauf Werte über  $\pi$  oder unter  $-\pi$  annimmt, treten aufgrund des zwischen  $-\pi \leq y \leq \pi$  eingeschränkten Wertevorrats der Arcustangensfunktion ungewollte Phasensprünge auf. Diese lassen sich ausgleichen, indem Phasensprünge, die größer als  $\pm\pi$  sind, durch Addition von  $\mp 2\pi$  rekonstruiert werden. Den zugehörigen Algorithmus inklusive der Erweiterung des Wertevorrats von zwei auf vier Quadranten zeigt Abbildung 5.1 anhand eines Flußdiagramms [2].

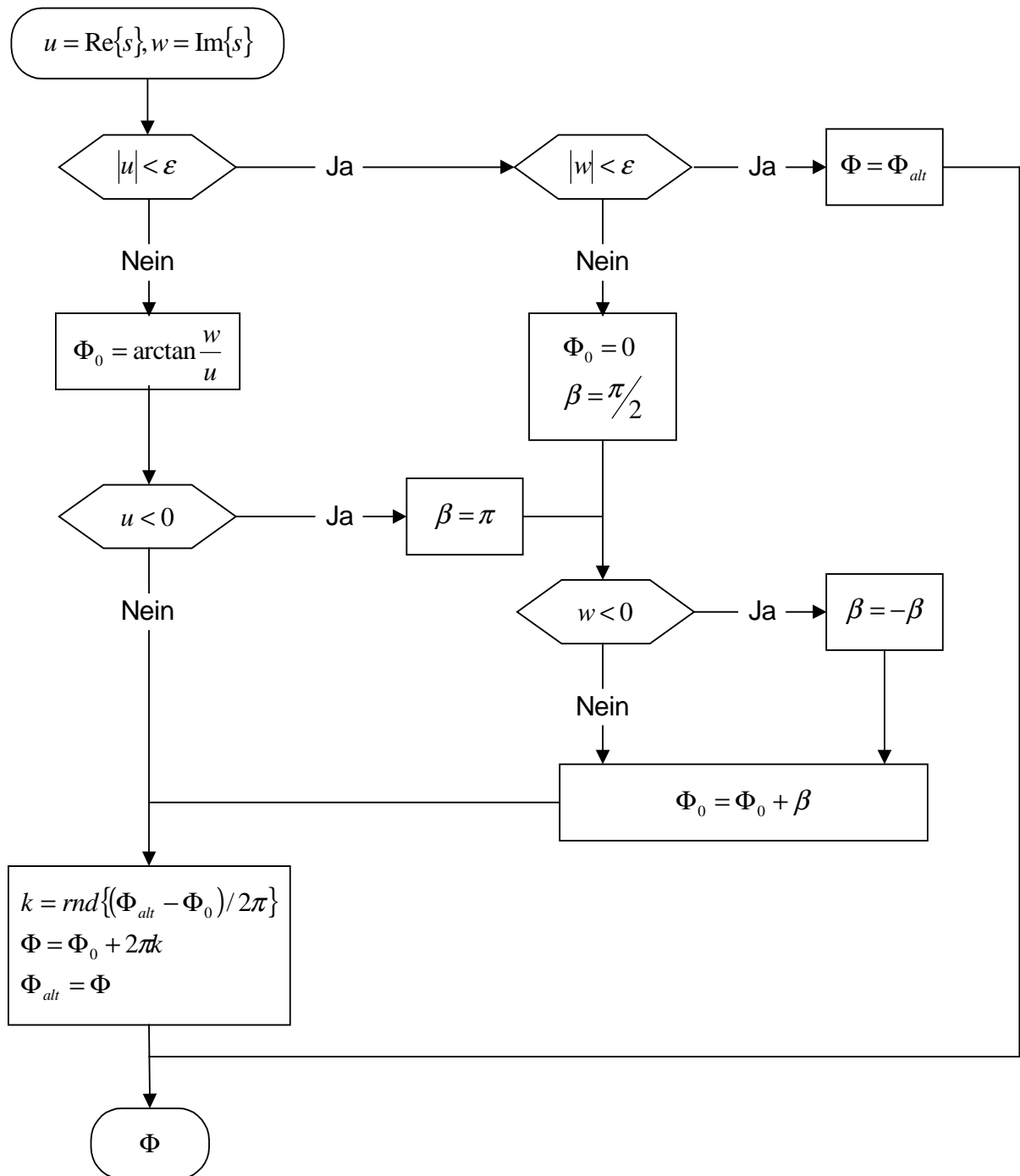


Abbildung 5.1: Algorithmus zur Rekonstruktion großer Phasensprünge

Ein beispielhafter Phasenverlauf bei einem ungestörten Profil und einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$  vor und nach der Rekonstruktion ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Zeitsignale der Phase in den Abbildungen sind wegen der Anschaulichkeit immer in Grad und nicht im Bogenmaß aufgetragen.

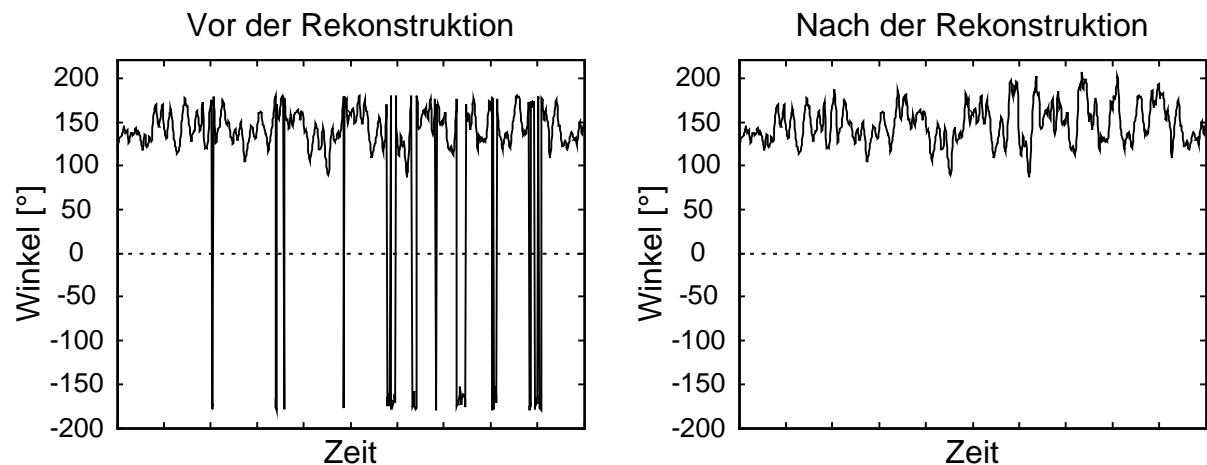


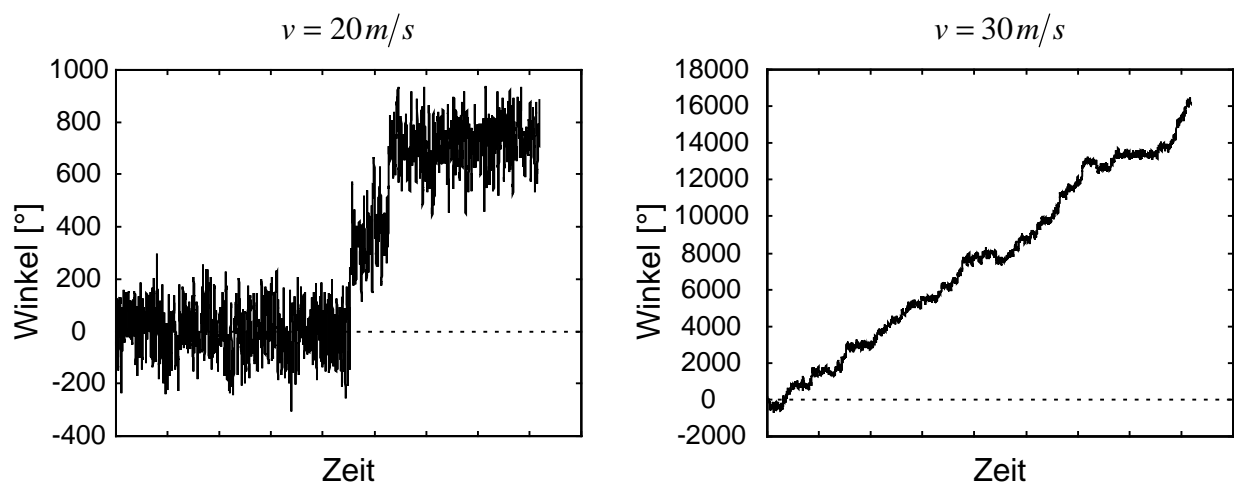
Abbildung 5.2: Phasenverlauf vor und nach der Rekonstruktion großer Phasensprünge

Das Signal weist nach der Rekonstruktion keine Phasensprünge mehr auf. Allerdings ist dem Phasenverlauf ein Offset überlagert, dessen Größe der Nullphasenlage des Empfangssensors entspricht. Durch den verwendeten Algorithmus zum Ausgleich ungewollter Phasensprünge sind dem Verfahren aber Grenzen gesetzt. Jeder Phasensprung größer als  $\pm\pi$  wird automatisch rekonstruiert. Dabei ist unbekannt, ob es sich um einen tatsächlich durch Modulation hervorgerufenen Sprung oder um einen ungewollten, durch die Phasenlage des Empfängers hervorgerufenen Sprung handelt. Dieses Verfahren ist demnach nur für Signale mit natürlich vorkommenden Phasensprüngen mit Werten kleiner  $\pm\pi$  geeignet.

### **5.2 Probleme der Phasenrekonstruktion und Einfluß der Nullphasenlage**

Die Modulation des Ultraschallsignals wird durch die im strömenden Fluid vorkommenden Turbulenzen hervorgerufen. Größe und Anzahl der Strukturen bestimmen hierbei die Stärke der Modulation. So kann es bei hohen Geschwindigkeiten oder hinter Einbauten wie Einfach- bzw. Raumkrümmern schnell dazu kommen, daß die Phase des Ultraschallsignals mit Werten größer als  $\pm\pi$  moduliert wird. Diese Phasensprünge basieren auf natürlichen Turbulenzen und

dürfen daher nicht rekonstruiert werden. Bei der Rekonstruktion großer Phasensprünge wird diese Forderung allerdings nicht erfüllt. Dies führt dazu, daß der rekonstruierte Phasenverlauf ungewollte Sprünge aufweist. Je größer der Modulationsgrad wird, desto mehr natürliche Phasensprünge werden fälschlicherweise rekonstruiert und erzeugen ungewollte Phasensprünge der Größe  $2\pi$ . Beispielhaft sind in Abbildung 5.3 die Phasenverläufe einer Ultraschallschranke hinter einem Einfachkrümmer für die Geschwindigkeiten  $v = 20\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$  dargestellt.

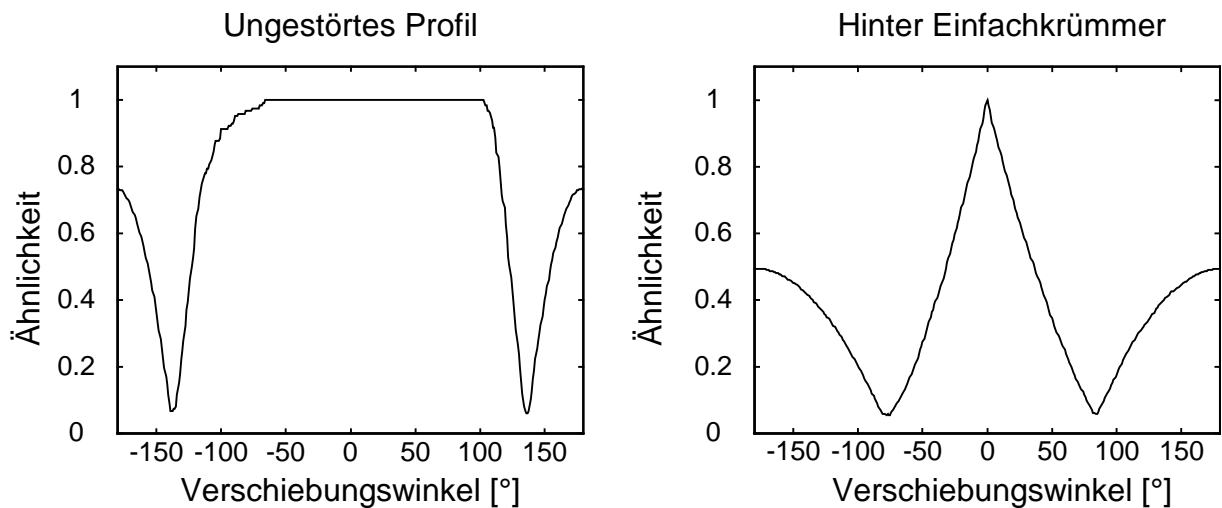


*Abbildung 5.3: Herkömmlich rekonstruiertes Phasensignal einer Ultraschallschranke hinter einem Einfachkrümmer*

Zu erkennen sind zwei ungewollt rekonstruierte Phasensprünge bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20\text{ m/s}$ . Mit zunehmender Geschwindigkeit treten diese Sprünge immer häufiger auf. Bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30\text{ m/s}$  sind bereits so viele fehlerhafte Sprünge vorhanden, daß der Phasenverlauf beinahe stetig anzusteigen scheint.

Bei der Bestimmung der Laufzeitverschiebung zwischen zwei Ultraschallschranken wird die Ähnlichkeit der Signale beider Schranken verglichen. Die durch die

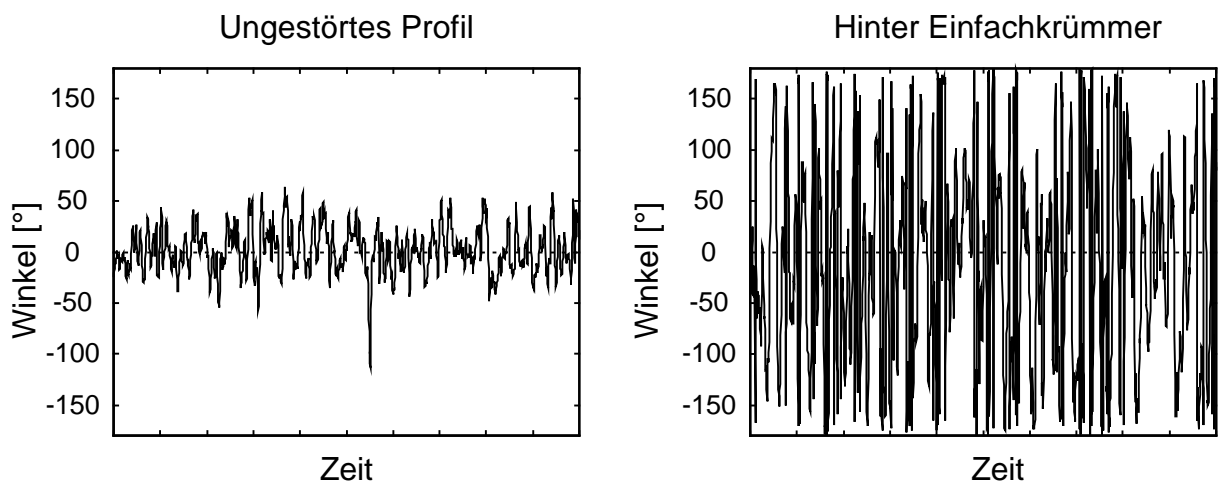
Rekonstruktion erzeugten fehlerhaften Phasensprünge treten stochastisch auf. Dadurch nimmt die Ähnlichkeit der Signale beider Schranken stark ab, und es kann keine Laufzeit mehr bestimmt werden. Auch bei der Messung der Wirbelfrequenz hinter einem Störkörper läßt sich bei dieser Art der Phasenrekonstruktion oftmals kein Maximum im Spektrum detektieren. Sollen hohe Geschwindigkeiten oder gestörte Profile gemessen werden, läßt sich dementsprechend die Rekonstruktion großer Phasensprünge nicht anwenden. Allerdings kann auch nicht ganz auf eine Rekonstruktion verzichtet werden. Die Abhängigkeit des Signalverlaufs von der Nullphasenlage des Empfangssensors muß in jedem Fall beseitigt werden.



*Abbildung 5.4: Simulation des Einflusses der Empfängerphasenlage auf die Ähnlichkeit zweier Signale*

In einer Simulation wird der Einfluß unterschiedlicher Phasenlagen auf die Ähnlichkeit der Signale untersucht. Hierzu wird ein gemessenes Phasensignal ohne Offset infolge der Empfängerphasenlage in Schritten von einem Grad im Bereich von  $-180$  bis  $+180$  Grad verschoben und auf den zulässigen Wertevorrat von  $-\pi \leq y \leq \pi$  beschränkt. Anschließend wird dessen Ähnlichkeit mit dem Ursprungssignal verglichen. Als Kriterium der Ähnlichkeit dient die Höhe des Maximums der normierten Kreuzkorrelationsfunktion beider Signale. Die Ergebnisse einer

ungestörten Strömung und einer Strömung hinter einem Einfachkrümmer jeweils bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$  sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Sowohl für das ungestörte Profil als auch für das Profil hinter einem Einfachkrümmer nimmt die Ähnlichkeit beider Signale für bestimmte Phasenlagen bis zu einem Wert kleiner als 0,1 ab. Beim ungestörten Profil ist der Bereich der Phasenlage, in dem die Ähnlichkeit voll erhalten bleibt, relativ groß. Dies resultiert aus dem schmalen Winkelbereich, in dem sich der Zeitverlauf der Phase bewegt. Dadurch bleibt der Verlauf bei kleinen Verschiebungen erhalten. Bewegt sich der Phasenverlauf allerdings in einem Winkelbereich zwischen  $-180$  und  $+180$  Grad wie hinter einem Einfachkrümmer, so ändert sich die Charakteristik des Signals bereits bei kleinsten Verschiebungen der Phasenlage und die Ähnlichkeit nimmt schnell ab. Den unterschiedlichen Winkelbereich der Phasenmodulation des ungestörten und gestörten Profils hinter einem Einfachkrümmer verdeutlicht Abbildung 5.5.



*Abbildung 5.5: Gemessene Phasenverläufe bei einem ungestörten Profil und hinter einem Einfachkrümmer bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$*

### 5.3 Phasenrekonstruktion durch Auswertung der Häufigkeitsverteilung

Aus den Ergebnissen der Simulation wird ersichtlich, daß ein neuartiges Verfahren zur Rekonstruktion und damit verbundenen Eliminierung der unterschiedlichen Nullphasenlagen entwickelt werden muß, um die Modulation des Phasenverlaufs zuverlässig zu bestimmen. Dem demodulierten, aber noch nicht rekonstruierten Phasenverlauf ist aufgrund der Phasenlage des Empfängers, wie bereits beschrieben, ein Offset überlagert. Wäre der Wertevorrat nicht auf  $-\pi \leq y \leq \pi$  beschränkt, ließe sich dieser Offset durch Mittelwertbildung bestimmen und unterdrücken. Treten aufgrund des Offsets allerdings Phasensprünge um  $\pm 2\pi$  auf, so entspricht der Mittelwert des Signals nicht mehr dem gesuchten Offset. Die Signalcharakteristik des Phasenverlaufs erlaubt es allerdings, diesen Offset mit relativ geringem Aufwand zu bestimmen und damit zu unterdrücken. Der gemessene noch nicht rekonstruierte Phasenverlauf und dessen Verteilungsfunktion bei einem ungestörten Profil und einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$  ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

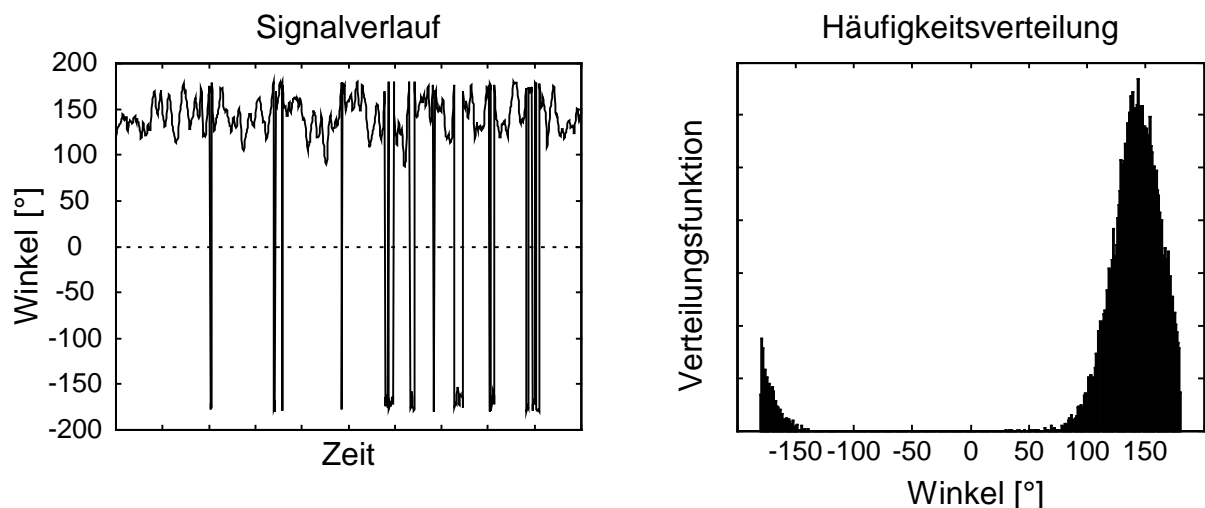
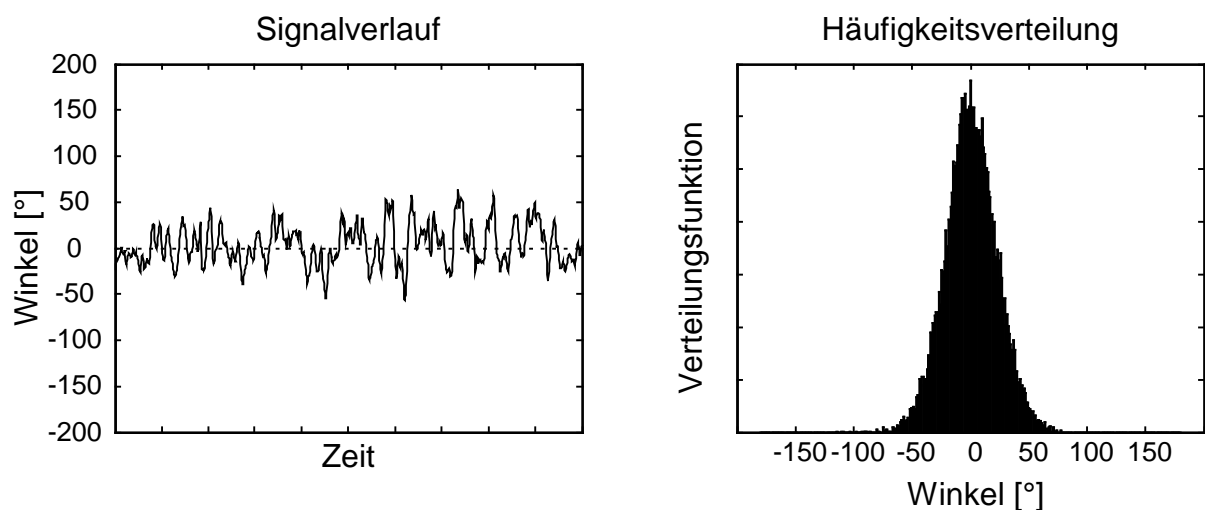


Abbildung 5.6: Zeitsignal und Verteilungsfunktion des nicht rekonstruierten Phasenverlaufs eines ungestörten Profils bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$



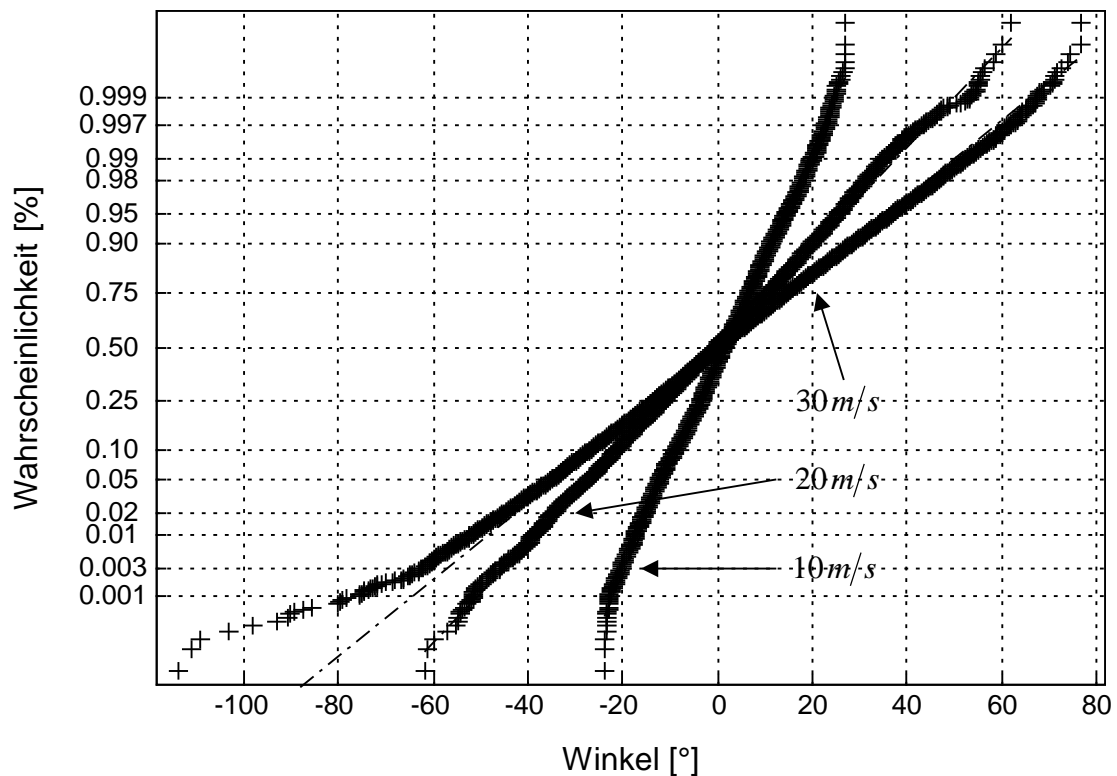
In der Verteilungsfunktion des Phasenverlaufs ist sehr deutlich der dem eigentlichen Signal überlagerte Offsetanteil zu erkennen. Er wird durch Ermittlung der Position des Maximums der Verteilungsfunktion bestimmt. In diesem Beispiel liegt er bei 151 Grad. Der zeitliche Mittelwert des Signals mit einer Größe von 125 Grad hat keine Aussagekraft in Hinblick auf die gesuchte Verschiebung. Dies liegt daran, daß ungewollte Phasensprünge auftreten. Der Signalverlauf kann nun um den ermittelten Offset verschoben werden. Dabei unterschreitet der Phasenverlauf allerdings den erlaubten Wertevorrat von  $-\pi \leq y \leq \pi$ . Aus diesem Grund müssen außerhalb des Wertevorrats liegende Werte in das  $2\pi$  - Komplement umgewandelt werden. Der so ermittelte Verlauf und die zugehörige Häufigkeitsverteilung sind in Abbildung 5.7 dargestellt.



*Abbildung 5.7: Zeitsignal und Verteilungsfunktion des rekonstruierten Phasenverlaufs des ungestörten Profils*

Der rekonstruierte zeitliche Phasenverlauf weist keinen Offset mehr auf. Die ungewollten Phasensprünge des Signals sind damit unterdrückt. Auch die Häufigkeitsverteilungsfunktion ist jetzt symmetrisch um den Winkel Null Grad positioniert, wodurch der Mittelwert des Signals den Wert Null annimmt. Die Form der Häufigkeitsverteilung läßt in guter Näherung auf eine Normalverteilung

schließen. Die Überprüfung erfolgt mit Hilfe eines Wahrscheinlichkeitsnetzes [33, 35, 43]. Die in Prozent ausgedrückten jeweils fortlaufend addierten Häufigkeiten werden in das logarithmisch skalierte Wahrscheinlichkeitsnetz eingetragen. Liegen die Werte insbesondere im mittleren Bereich zwischen 1% und 99% auf einer Geraden, so handelt es sich um eine Normalverteilung. An dieser Geraden lassen sich der Mittelwert bei 50% und die doppelte Standardabweichung bei 16% und 84% ablesen. In Abbildung 5.8 sind die Summenhäufigkeiten rekonstruierter Phasenverläufe für die drei Geschwindigkeiten  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  in ein Wahrscheinlichkeitsnetz eingetragen.



*Abbildung 5.8: Summenhäufigkeiten rekonstruierter Phasenverläufe eines ungestörten Profils im Wahrscheinlichkeitsnetz*

Deutlich zu erkennen ist in allen drei Fällen der lineare Verlauf der Summenhäufigkeiten. Es hat sich gezeigt, daß die rekonstruierten Phasenverläufe für alle untersuchten Geschwindigkeiten bei ungestörten Profilen normalverteilt sind.

Mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die Standardabweichung der Phasenverläufe zu. Dies beruht auf der Tatsache, daß die Phasenmodulation aus stochastisch auftretenden Turbulenzen im Fluid resultiert, deren Einfluß auf das Ultraschallsignal mit größerer Geschwindigkeit stärker wird. Die Position des Maximums der Häufigkeitsverteilungsfunktion stellt dabei immer die Phasenverschiebung infolge der Nullphasenlage des Empfangssensors dar.

Die vorgestellte Methode zur Rekonstruktion der Zeitsignale der demodulierten Phase ermöglicht wie gezeigt, ungewollte Phasensprünge zu beheben, die aus unterschiedlicher Nullphasenlagen der Empfangssensoren resultieren. Hierzu wurden allerdings bisher nur Phasenverläufe bei einer ungestörten Strömung betrachtet. In diesen Phasenverläufen treten noch keine durch natürliche Turbulenzen hervorgerufenen Phasensprünge auf, die größer als  $\pm\pi$  sind. Die bisher angewandte Phasenrekonstruktion großer Phasensprünge führt hierbei auch noch zu einem brauchbaren Ergebnis.

### **5.4 Phasenrekonstruktion bei gestörten Profilen**

Zu untersuchen sind im Folgenden Phasenverläufe, bei denen die Rekonstruktion großer Phasensprünge versagt. Dies ist bei gestörten Profilen im Abstand von zwei Rohrdurchmessern hinter einem Einfachkrümmer ab einer Geschwindigkeit von ungefähr  $v = 20\text{ m/s}$  der Fall. In Abbildung 5.9 sind die Häufigkeitsverteilungen bei den Geschwindigkeiten  $v = 20\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$  nach dem neuen Verfahren zur Rekonstruktion der Phase gezeigt. Aus der Darstellung der Häufigkeitsverteilungen läßt sich nicht einfach auf eine Normalverteilung schließen. Das Problem besteht hierbei in dem eingeschränkten Wertevorrat von  $-\pi \leq y \leq \pi$ . Die Turbulenzen hinter einem Einfachkrümmer sind ab einer Geschwindigkeit von ungefähr  $v = 20\text{ m/s}$  so groß, daß die Phase des Signalträgers oftmals mit Werten größer bzw. kleiner als  $\pm\pi$  moduliert wird.

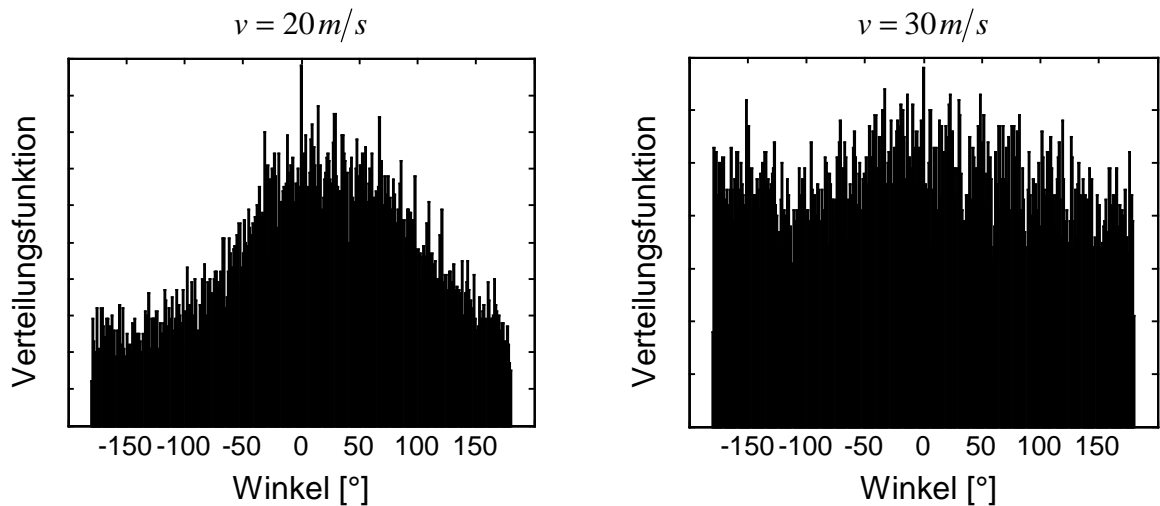


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilungen rekonstruierter Phasenverläufe hinter einem Einfachkrümmer

Aufgrund der Demodulation werden auch diese Werte der Phase, die eigentlich außerhalb des Wertevorrats liegen, innerhalb des Bereichs  $-\pi \leq y \leq \pi$  abgebildet. So wird der Wert  $\varphi = \varphi_0 \pm 2k\pi$  mit  $-\pi \leq \varphi_0 \leq \pi$  nach der Demodulation durch den Wert  $\varphi_0$  ersetzt. Dadurch wird die charakteristische Glockenkurve der Normalverteilung verfälscht. Auch die Darstellung im Wahrscheinlichkeitsnetz, Abbildung 5.10, weist nur zwischen 15% und 90% einen linearen Verlauf auf. Das Vorliegen einer normalverteilten Modulation der Phase lässt sich demnach nach der Modulation nur für einen eingeschränkten Bereich von etwa  $2/3\pi$  zeigen. Mit Hilfe einer Simulation lässt sich allerdings ein Vergleich ziehen. Zuerst werden zwei normalverteilte Zufallssignale mit einem Mittelwert von Null erzeugt. Das eine Signal weist eine Standardabweichung der Größe  $\pi/2$ , das andere der Größe  $3\pi/4$  auf. Anschließend werden die Signale, genau wie bei der Demodulation, auf den Wertevorrat von  $-\pi \leq y \leq \pi$  beschränkt.

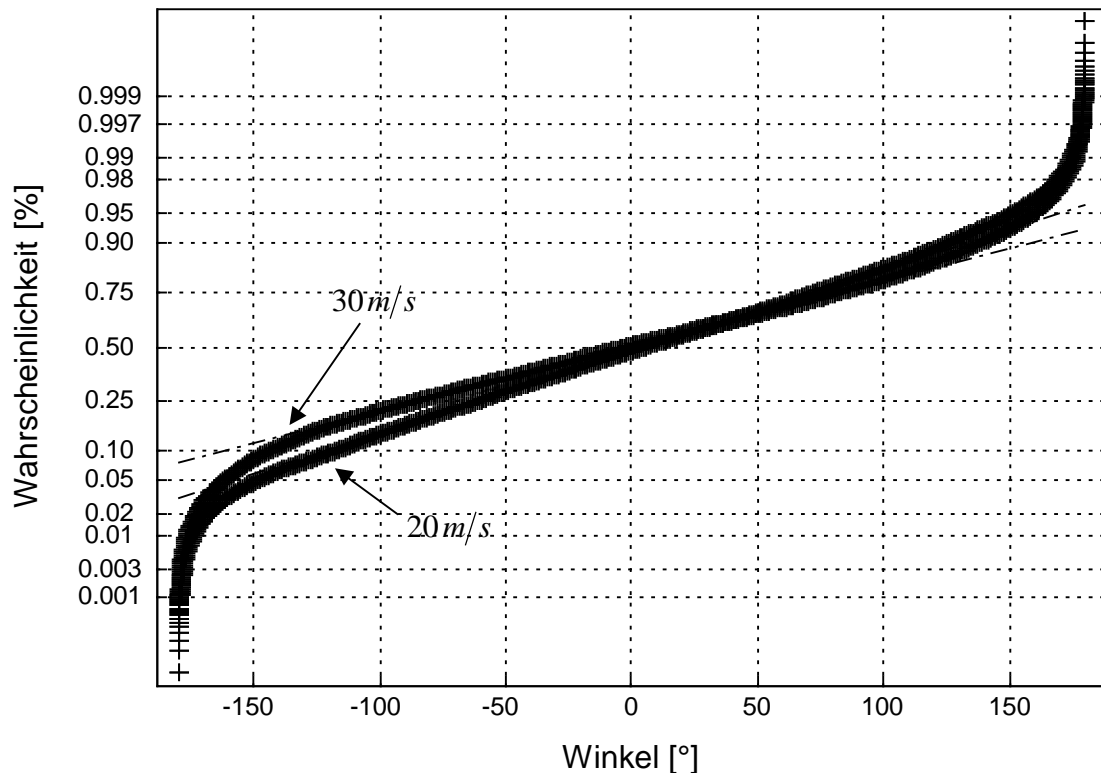


Abbildung 5.10: Summenhäufigkeiten rekonstruierter Phasenverläufe eines gestörten Profils hinter einem Einfachkrümmer im Wahrscheinlichkeitsnetz

Die Darstellungen der Häufigkeitsverteilungen der simulierten Signale in Abbildung 5.11 und der gemessenen Signale hinter einem Einfachkrümmer für die Geschwindigkeiten  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  in Abbildung 5.9 ähneln sich sehr stark. Auch die Summenhäufigkeiten der gemessenen und simulierten Signale im Wahrscheinlichkeitsnetz, die in Abbildung 5.10 und 5.12 zu sehen sind, weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß die Modulation der Phase auch bei sehr stark gestörten Profilen normalverteilt ist. Die Aussage über die Normalverteilung gilt also sowohl für ungestörte Profile als auch für gestörte Profile hinter Einbauten wie Einfach- und Raumkrümmer.

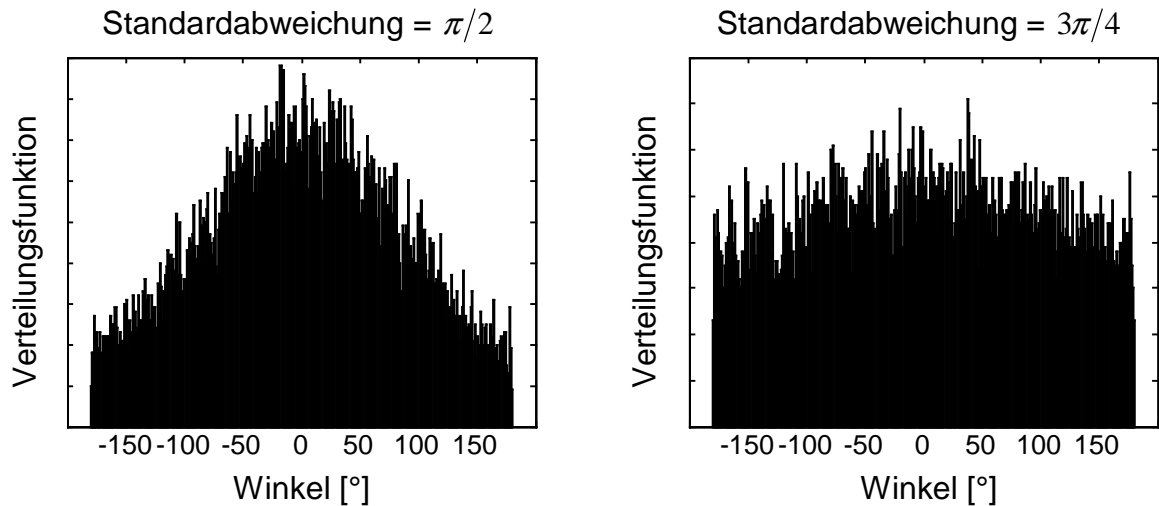


Abbildung 5.11: Simulierte Normalverteilung des Phasenwinkels nach Einschränkung des Wertevorrats

Der Grad der Modulation hinter einem Einfachkrümmer ist für hohe Geschwindigkeiten größer als beim Raumkrümmer. Aus diesem Grund können die aufgezeigten Ergebnisse für Einfachkrümmer auch auf Raumkrümmer übertragen werden. Der Grund für das Vorliegen normalverteilter Phasenmodulationen basiert auf der Ursache der Modulation des Ultraschallsignals. Sowohl für gestörte als auch für ungestörte Strömungsprofile treten die Turbulenzen, die das Ultraschallsignal modulieren, stochastisch auf. Die Position des Maximums der Häufigkeitsverteilungsfunktion stellt demnach für alle Profile die Nullphasenlage des Empfangssensors dar, so daß die aufgezeigte Möglichkeit der Phasenrekonstruktion angewandt werden kann. Die Ergebnisse der Simulation werfen allerdings die Frage auf, wie das Maximum der Häufigkeitsverteilungsfunktion zu bestimmen ist. Für die Korrektur der Verschiebung der Nullphasenlage reicht es nicht aus, das numerische Maximum der Häufigkeitsverteilung auf Null Grad zu verschieben.

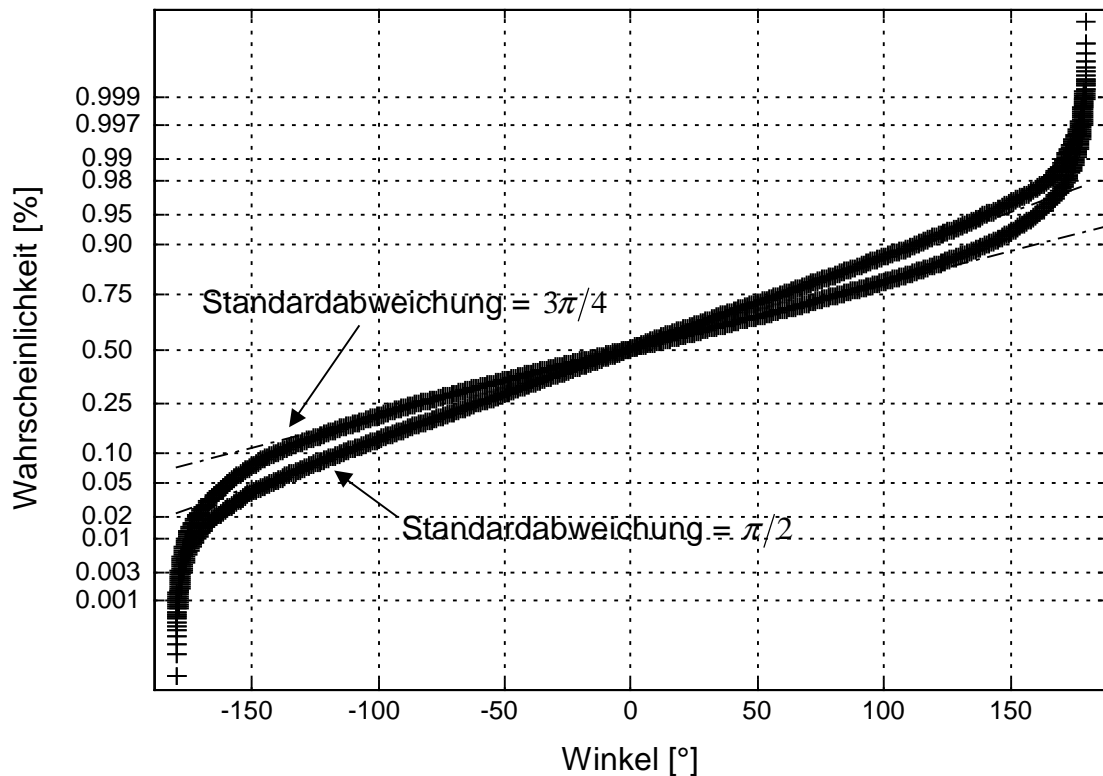


Abbildung 5.12: Summenhäufigkeiten simulierter Phasenwinkel nach Einschränkung des Wertevorrats im Wahrscheinlichkeitsnetz

In Abbildung 5.11 des simulierten Signals mit einer Standardabweichung von  $\pi/2$  ist deutlich zu erkennen, daß das numerische Maximum der Häufigkeitsverteilungsfunktion nicht bei einem Winkel von Null Grad auftritt. Da das simulierte Signal keine Verschiebung der Nullphasenlage aufweist, wäre es falsch, bei der Rekonstruktion dieses Maximum zu Null Grad hin zu verschieben. Statt dessen wird die Häufigkeitsverteilungsfunktion mittels eines Ausgleichspolynoms beschrieben und dessen Maximum ermittelt. Dieser Wert stellt die gesuchte Nullphasenlage des Empfangssensors dar, um die der Signalverlauf zu verschieben ist. Dieses Verfahren zur Korrektur der Nullphasenlage des Empfangssignals wird bei der Auswertung aller in Kapitel 8 und 9 vorgestellten Messungen für gestörte und ungestörte Profile erfolgreich angewandt.

### 5.5 Phasenrekonstruktion bei der Wirbelfrequenzmessung

Alle natürlichen Strömungsprofile, sowohl bei ungestörter voll ausgebildeter Rohrströmung als auch hinter Einbauten wie Einfach- oder Raumkrümmern, führen aufgrund stochastisch auftretender Strukturen zu einer normalverteilten Phasenmodulation des Ultraschallsignalträgers. Die Korrektur der Nullphasenlage kann daher immer durch Verschiebung des Maximums der Häufigkeitsverteilungsfunktion zum Wert Null hin vorgenommen werden. Bei der Wirbelfrequenzmessung kann nicht immer von einer normalverteilten Modulation des Trägersignals ausgegangen werden. Andere Aspekte müssen bei der Phasenrekonstruktion beachtet werden. Das Wirbelfrequenz-Meßverfahren basiert auf dem Effekt, daß sich hinter einem senkrecht zur Strömung eingebauten Störkörper periodisch Wirbel ablösen [40]. Dieser Effekt wird auch als Karmann'sche Wirbelstraße bezeichnet. Die Frequenz der Wirbelablösung ist direkt proportional zur Strömungsgeschwindigkeit des Fluids. Die Wirbel können von einer hinter dem Störkörper befindlichen Ultraschallschranke erfaßt werden [49].

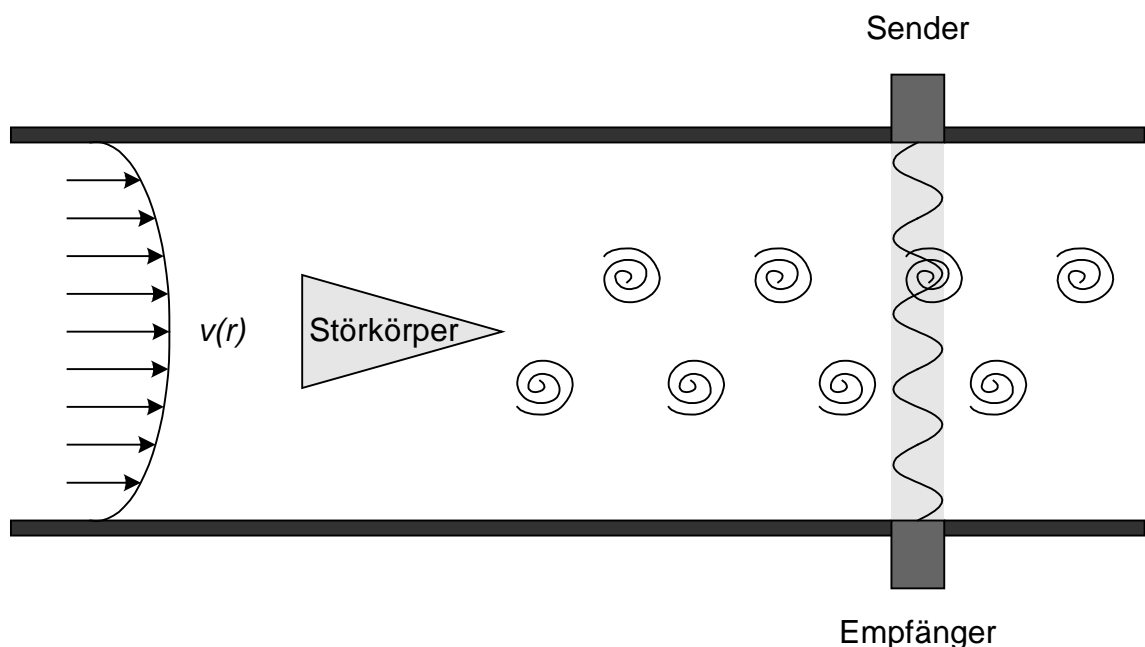


Abbildung 5.13: Meßaufbau zur Wirbelfrequenzmessung mit Hilfe einer Ultraschallschranke



Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Der Ultraschallsignalträger wird durch das strömende Fluid sowohl in der Phase als auch in der Amplitude moduliert. Dies geschieht auf zweierlei Art. In der Strömung treten wie beim Strömungsprofil ohne Störkörper stochastische natürliche Strukturen auf, die zu einer normalverteilten Modulation des Trägersignals in Phase und Amplitude führen. Dem überlagert ist die Modulation, die aus der Wechselwirkung der sich vom Störkörper ablösenden Wirbel mit dem Ultraschallsignal resultiert. Aufgrund der Periodizität der auftretenden Wirbel kommt es zu einer annähernd sinusförmigen Modulation des Signalträgers. Die genaue Modulationscharakteristik ist allerdings von vielen Parametern abhängig, zu denen sowohl die Größe und Geometrie des Störkörpers als auch die Trägerfrequenz und weitere Eigenschaften der Sensoren gehören. Zunächst wird in einer Simulation von einem rein sinusförmig modulierenden Signalverlauf ausgegangen, dessen Amplitude mit einer Größe von  $3/4\pi$  innerhalb der Grenzwerte  $\pm\pi$  des Wertevorrats liegt. Die gesuchte Wirbelfrequenz beträgt  $1000\text{Hz}$ . Das Zeitsignal, das Betragsspektrum und die zugehörige Verteilungsfunktion dieses Phasenverlaufs sind in Abbildung 5.14 dargestellt.

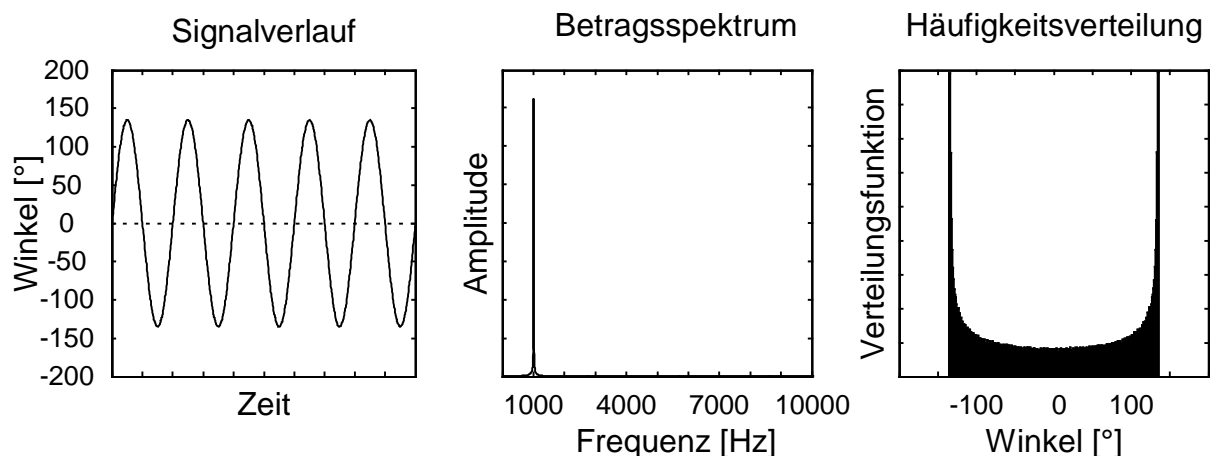


Abbildung 5.14: Zeitsignal, Betragsspektrum und Verteilungsfunktion eines sinusförmigen Signalverlaufs

Das rein sinusförmige Zeitsignal weist keinen Nullphasenwinkel auf. Die Frequenz läßt sich im Betragsspektrum als einziger Peak eindeutig detektieren. Die zugehörige Häufigkeitsverteilung besitzt zwei Maxima bei den Winkeln  $3/4\pi$  und  $-3/4\pi$ . Diese Winkel stellen die Amplitude des Zeitsignals dar. Demnach wird die zu bestimmende Nullphasenlage nicht wie bei einer normalverteilten Funktion durch die Position des Maximums der Häufigkeitsverteilungsfunktion beschrieben. In Abbildung 5.15 wird das gleiche Zeitsignal mit einem Nullphasenwinkel der Größe  $2/3\pi$  dargestellt.

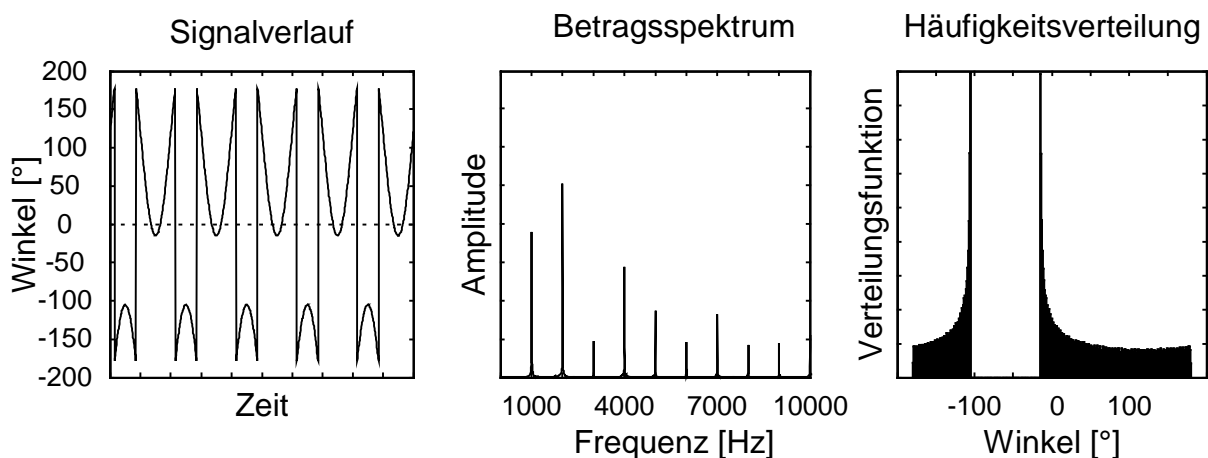


Abbildung 5.15: Zeitsignal, Betragsspektrum und Verteilungsfunktion eines sinusförmigen Signalverlaufs mit einem Nullphasenwinkel von  $2/3\pi$

Der sinusförmige Signalverlauf weist durch den eingegrenzten Wertevorrat periodische Sprünge auf. Anhand des Betragsspektrums wird deutlich, daß eine Rekonstruktion der Phase unumgänglich ist. Aufgrund der Sprünge der Zeitfunktion wird das Spektrum der Funktion breitbandiger. Es treten zusätzlich zur eigentlichen Grundfrequenz höhere Frequenzen auf, deren Amplituden sogar gegenüber der der Grundfrequenz dominieren. Die Wirbelfrequenz ist damit nicht mehr eindeutig zu detektieren. Die Häufigkeitsverteilung weist zwei Maxima auf. Die Positionen der Maxima müssen nicht zum Wert Null Grad, sondern auf die Winkelwerte der Amplitude verschoben werden, um den Einfluß der Nullphasenlage zu unterdrücken, und den Phasenverlauf zu rekonstruieren. Die Amplitude ist in der Praxis unbekannt,

allerdings kann die Häufigkeitsverteilung so verschoben werden, daß eine symmetrisch um Null positionierte Häufigkeitsverteilung vorliegt. Bisher wurden nur Phasenverläufe betrachtet, deren maximale Phasenverschiebung innerhalb des zugelassenen Wertevorrats der Demodulation zwischen  $-\pi$  und  $\pi$  liegen. Um den Einfluß der Signalamplitude zu untersuchen, wird ein sinusförmiger Phasenverlauf mit einer Amplitude der Größe  $3/2\pi$  angenommen und in den zulässigen Wertevorrat projiziert.

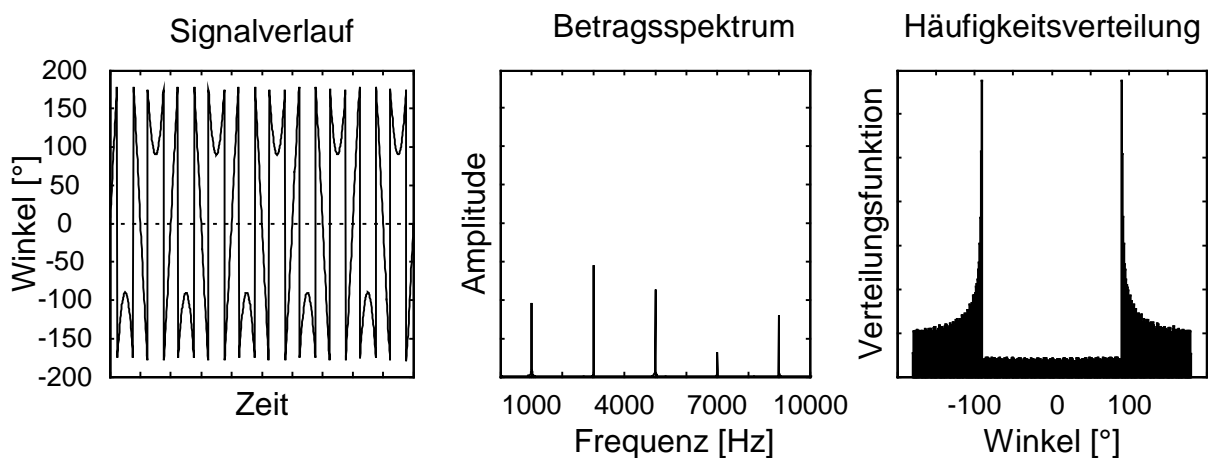
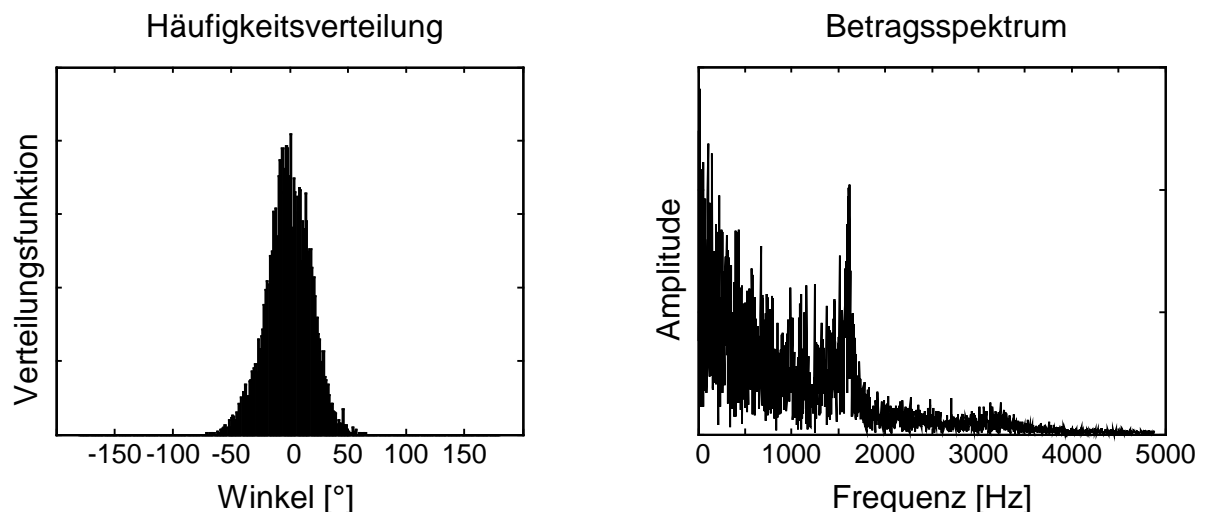


Abbildung 5.16: Zeitsignal, Betragsspektrum und Verteilungsfunktion eines sinusförmigen Signalverlaufs mit einer Amplitude von  $3/2\pi$  nach der Demodulation

Abbildung 5.16 zeigt das Zeitsignal, das Betragsspektrum und die zugehörige Verteilungsfunktion. Der Phasenverlauf wird von Sprüngen zwischen den Winkeln  $\pi$  und  $-\pi$  dominiert. Dadurch ergeben sich im Betragsspektrum zusätzlich zur Grundfrequenz höhere Frequenzanteile. Die Wirbelfrequenz selbst ist nicht mehr eindeutig zu bestimmen. Anhand der Häufigkeitsverteilung läßt sich deutlich erkennen, daß der ursprüngliche Signalverlauf den vorgegebenen Wertevorrat übersteigt, da alle Winkel des Wertevorrats vorkommen und die Maxima der Verteilungsfunktion nicht bei  $\pi$  und  $-\pi$  liegen. Die Ergebnisse der Simulation machen deutlich, daß sich auch bei rein sinusförmigen Phasenmodulationen die Nullphasenlage ermitteln und deren Einfluß auf die Bestimmung der Wirbelfrequenz

beheben läßt. Phasenmodulationen, deren Größe den Wertevorrat übersteigen, führen jedoch zu einer Aufweitung des Spektrums. Die Wirbelfrequenz läßt sich in diesem Fall nicht mehr detektieren. Für Wirbelkörper, die solch große Phasenmodulationen erzeugen, eignet sich die Auswertung der Phasenmodulation nur bedingt, solange die Häufigkeitsverteilung symmetrisch ist. In der Praxis ist die Beurteilung jedoch häufig nicht möglich. Die Signalverarbeitung muß sich in diesem Fall auf die Auswertung der Amplitudenmodulation beschränken. Voraussetzung für die Bestimmung der Wirbelfrequenz ist außerdem, daß die sinusförmige Modulation aufgrund der Wirbel der stochastischen Modulation der natürlichen Strukturen im turbulenten Fluid überwiegt. Im Folgenden sind drei beispielhafte Messungen der Phasenmodulation an verschiedenen Wirbelkörpern aufgeführt. Der Abstand zwischen Wirbelkörper und Ultraschallschranke beträgt jeweils  $d = 0.04m$ .



*Abbildung 5.17: Häufigkeitsverteilung und Spektrum der Phasenmodulation hinter einer Gewindestange M3 bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20\text{ m/s}$*

Abbildung 5.17 zeigt die Ergebnisse für eine Gewindestange M3 als Störkörper bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20\text{ m/s}$ . Die Häufigkeitsverteilung weist eine starke Dominanz der normalverteilten Modulationsanteile gegenüber den sinusförmigen Anteilen auf. Im Betragsspektrum macht sich dies dadurch bemerkbar, daß die

Wirbelfrequenz sich nicht gegenüber den stochastisch vorkommenden Frequenzen abhebt. Zur Bestimmung der Wirbelfrequenz mit Hilfe des Spektrums der Phasenmodulation ist dieser Störkörper ungeeignet. Wird eine größere Gewindestange M6 bei der gleichen Geschwindigkeit als Störkörper gewählt, so nimmt der sinusförmige Modulationsanteil zu. Die Häufigkeitsverteilung in Abbildung 5.18 ist nicht mehr normalverteilt, sondern der sinusförmige Einfluß der Modulation überwiegt. Im Betragsspektrum äußert sich dies durch einen alles überragenden Peak, der die Wirbelfrequenz darstellt.

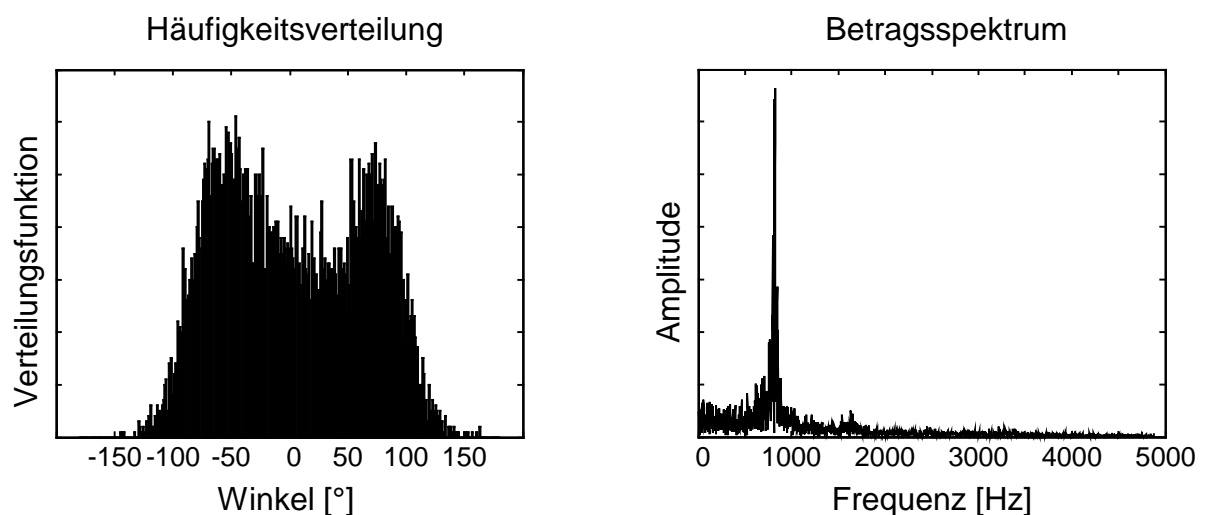
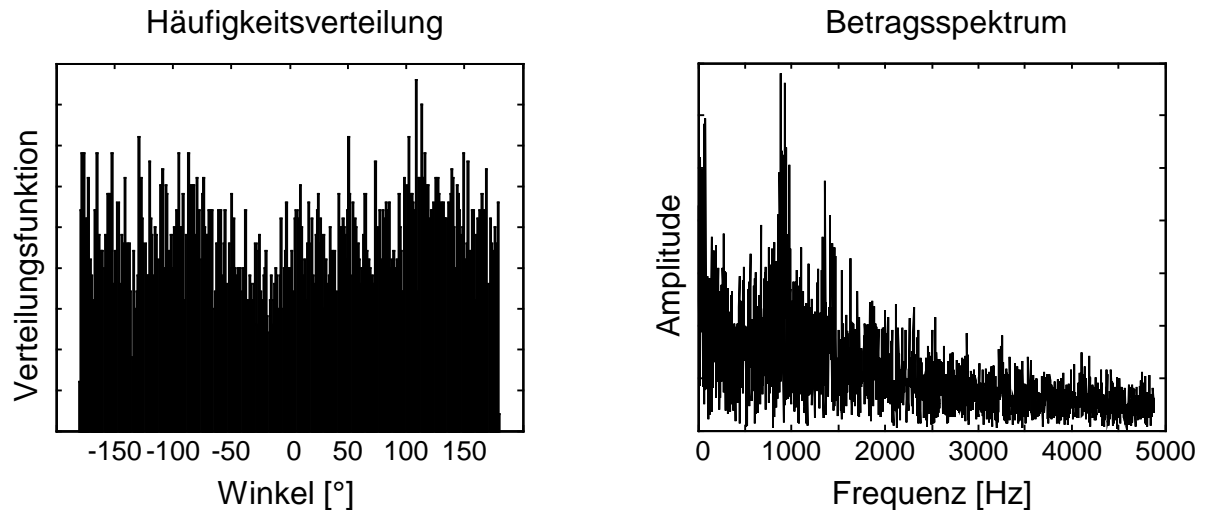


Abbildung 5.18: Häufigkeitsverteilung und Spektrum der Phasenmodulation hinter einer Gewindestange M6 bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20 \text{ m/s}$

Dieser Störkörper erzeugt eine Phasenmodulation, die sich zur weiteren Signalverarbeitung sehr gut eignet. Im dritten Beispiel wird ein deltaförmiger Störkörper mit einer Höhe  $20 \text{ mm}$  und einer Breite von  $40 \text{ mm}$  von der spitzen Seite her bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20 \text{ m/s}$  angeströmt. Der Einfluß der sich ablösenden Wirbel auf den Ultraschallsignalträger ist dabei so stark, daß die Phase mit Werten größer als  $\pm \pi$  moduliert wird. Bei der Demodulation der Phase werden diese großen Modulationen allerdings in den zulässigen Wertevorrat zwischen  $\pi$

und  $-\pi$  transformiert. Dies macht die Häufigkeitsverteilung in Abbildung 5.19 deutlich.



*Abbildung 5.19: Häufigkeitsverteilung und Spektrum der Phasenmodulation hinter einem Deltakörper 20mm spitz angeströmt bei einer Geschwindigkeit von  $v = 20 \text{ m/s}$*

Alle Winkel kommen fast gleich häufig vor. Dem überlagert läßt sich aber auch eine sinusförmige Modulation ähnlich der in Abbildung 5.18 erkennen. Die zu messende Wirbelfrequenz beträgt in diesem Fall ungefähr  $300 \text{ Hz}$ . Im Betragsspektrum tritt diese Frequenz nicht mehr hervor. Es dominieren andere Frequenzen. Der gleiche Effekt trat ebenfalls in Abbildung 5.16 auf. Deutet die Häufigkeitsverteilung bei einem Störkörper auf eine ursprüngliche Modulation der Phase mit Werten größer als  $\pm \pi$  hin, so ist dieser Störkörper für eine Signalanalyse der Phasenmodulation ungeeignet. Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß diejenigen Störkörper zur Bestimmung der Wirbelfrequenz im Spektrum der demodulierten Phasenverläufe am besten geeignet sind, bei denen die sinusförmigen Anteile gegenüber den normalverteilten Anteilen den größeren Einfluß auf die Häufigkeitsverteilung der Signale ausüben. Die maximale Phasenmodulation darf den Wert  $\pm \pi$  nicht übersteigen. Zu berücksichtigen ist bei der Beurteilung der Eignung von Störkörpern allerdings der gesamte relevante Geschwindigkeitsbereich.

## 6 Signaleigenschaften

### 6.1 Verteilungsfunktionen der demodulierten Signale

Im vorangegangenen Kapitel wurden erste Eigenschaften und Charakteristika der demodulierten Ultraschallsignale beschrieben. Es konnte gezeigt werden, daß die Modulation der Phase immer normalverteilt ist. Dies gilt sowohl für ungestörte als auch für gestörte Profile hinter Einfach- und Raumkrümmern. Bisher wurde allerdings die Modulation der Amplitude in diesen Überlegungen nicht berücksichtigt. In Abbildung 6.1 sind die Summenhäufigkeiten der Amplitudenmodulation bei Vorliegen eines ungestörten Profils für die drei Geschwindigkeiten  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  in ein Wahrscheinlichkeitsnetz eingetragen.

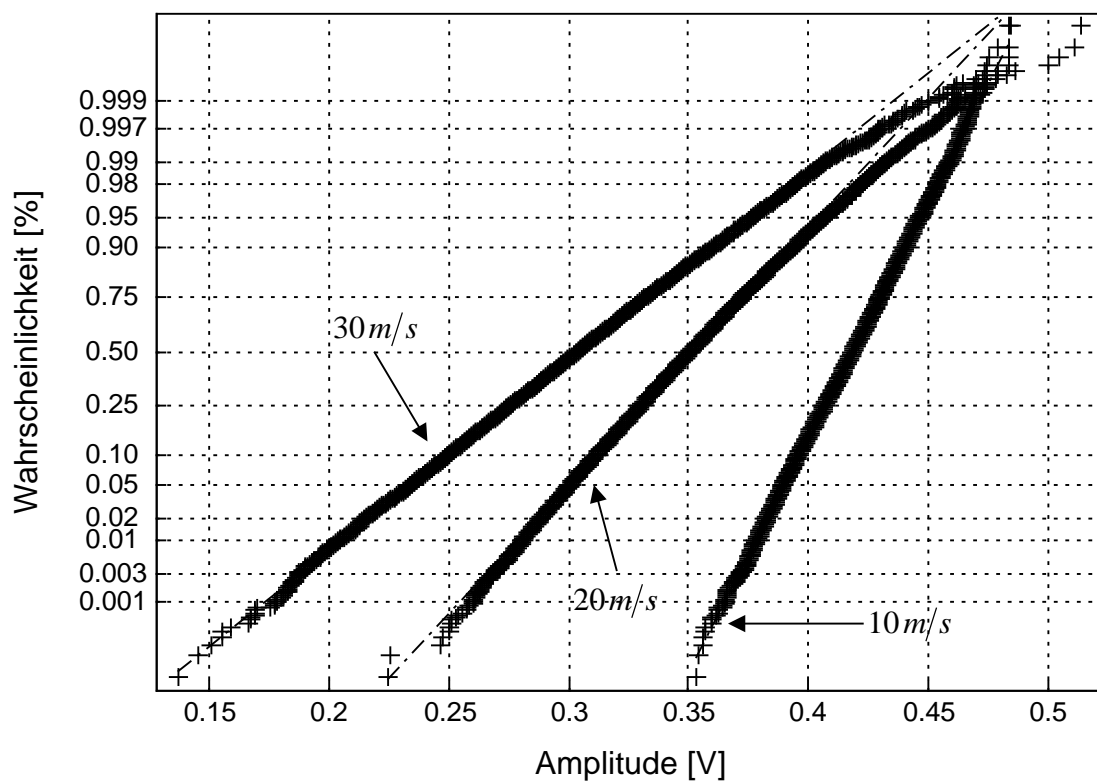


Abbildung 6.1: Summenhäufigkeit der Amplitudenmodulation eines ungestörten Profils im Wahrscheinlichkeitsnetz

Die Werte der Amplitude sind in der Einheit Volt aufgetragen. Sie sind allerdings in ihrer absoluten Größe von der jeweilig eingestellten Verstärkung der gemessenen Analogsignale vor der Digitalisierung abhängig. Für alle drei Geschwindigkeiten beweist der lineare Verlauf der Summenhäufigkeiten das Vorliegen einer Normalverteilung der Amplitudenmodulation bei ungestörtem Profil. Für den Nachweis bei Vorliegen eines gestörten Profils hinter einem Einfach- oder Raumkrümmer reicht es wie bei der Phasenmodulation aus, die Meßwerte hinter einem Einfachkrümmer zu betrachten, da der Grad der Modulation hinter einem Raumkrümmer geringer ist. Die Summenhäufigkeiten eines gestörten Strömungsprofils hinter einem Einfachkrümmer sind in Abbildung 6.2 in einem Wahrscheinlichkeitsnetz aufgetragen.

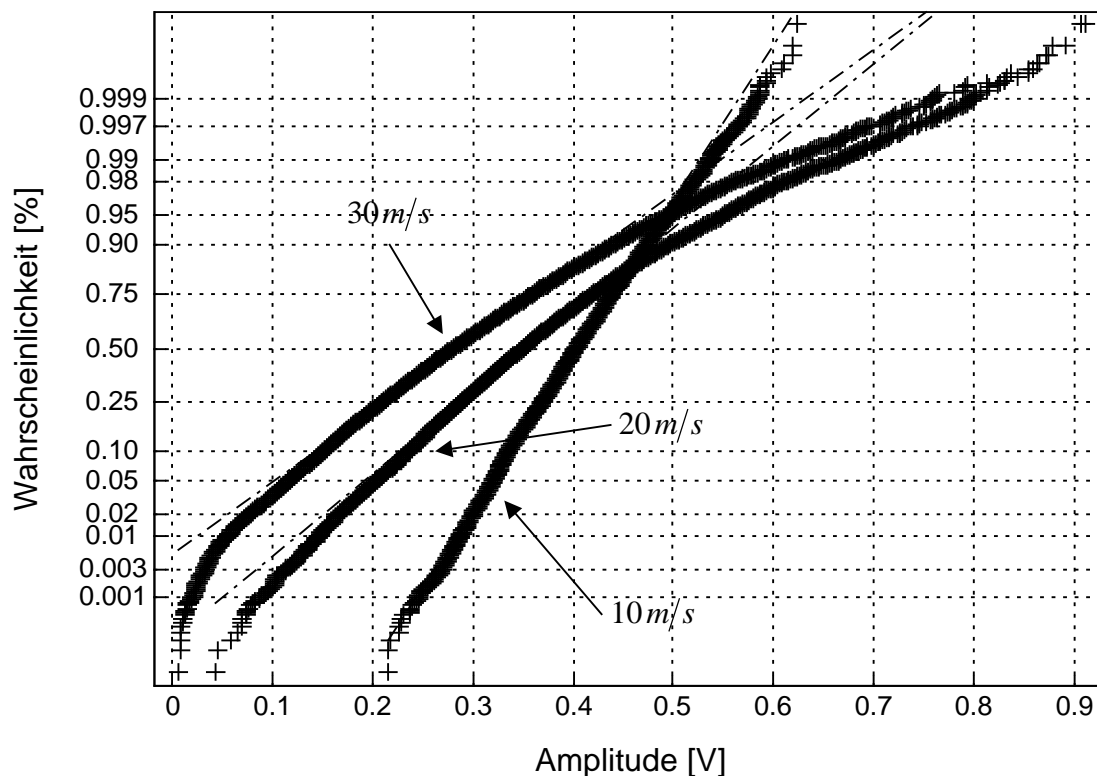


Abbildung 6.2: Summenhäufigkeit der Amplitudenmodulation eines gestörten Profils hinter einem Einfachkrümmer im Wahrscheinlichkeitsnetz



Für niedrige Strömungsgeschwindigkeiten bis ungefähr  $v=12\text{ m/s}$  kann wegen der guten Linearität der Kennlinie von einer Normalverteilung der Amplitudenmodulation ausgegangen werden. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Abweichung von der Normalverteilung zu, kann aber in einem Bereich von 5-95% der Wahrscheinlichkeit noch sehr gut als normalverteilt angesehen werden. Es ist damit nachgewiesen, daß sowohl die Phasen- als auch die Amplitudenmodulation für ungestörte und gestörte Profile normalverteilt ist. Jede Normalverteilung wird durch den Mittelwert und die Standardabweichung vollständig beschrieben. Der Mittelwert der Phasenmodulation nimmt nach der Rekonstruktion immer den Wert Null an. Bei der Amplitudenmodulation ist der Mittelwert abhängig von der eingestellten Verstärkung des Meßaufbaus. Er läßt sich jedoch so korrigieren, daß er ebenfalls den Wert Null annimmt. Die Standardabweichung der Phasen- und Amplitudenmodulation ist dagegen immer eine geschwindigkeitsabhängige Größe. In Abbildung 6.3 ist die Standardabweichung für beide Modulationen eines ungestörten Profils als Funktion von der Geschwindigkeit aufgetragen. Zusätzlich zum Verlauf ist jeweils eine Ausgleichsgerade dargestellt. Die Ergebnisse geben den über 50 Messungen gemittelten Wert wieder.

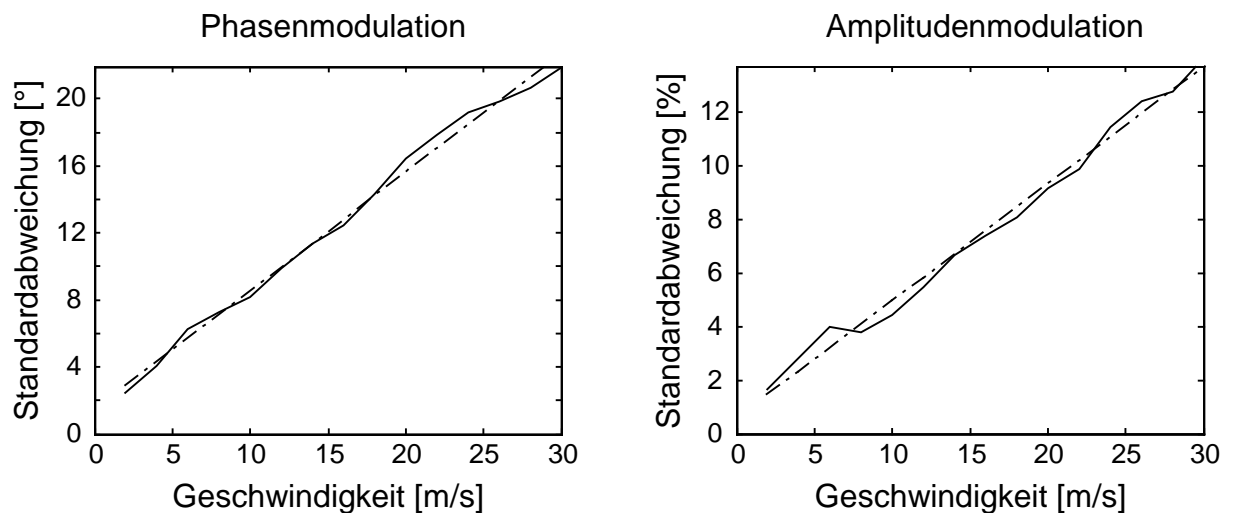


Abbildung 6.3: Standardabweichung der Phasen- und Amplitudenmodulation als Funktion von der Geschwindigkeit

Im aufgezeigten Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$  herrscht eine turbulente Rohrströmung vor. Im laminaren Bereich dagegen erfolgt, wie in Kapitel 8 gezeigt, weder eine Modulation der Phase noch der Amplitude. Um die Abhängigkeit der Verstärkung zu unterdrücken, ist die Standardabweichung der Amplitudenmodulation in Prozent bezogen auf den Mittelwert der Amplitude angegeben. Die Standardabweichung steigt sowohl für die Phasen- als auch die Amplitudenmodulation annähernd linear an. Durch gegenläufige Meßabweichungen der Standardabweichung und des Mittelwerts der Amplitude kann es allerdings vereinzelt zu leichten Abweichungen vom rein linearen Verlauf in der Darstellung für die Amplitude kommen. Der fast lineare Anstieg ist darauf zurückzuführen, daß der Einfluß der Strukturen auf die Ultraschallsignale mit der Geschwindigkeit zunimmt. Auf die Darstellung der Standardabweichung für gestörte Profile wird verzichtet, da aufgrund des eingeschränkten Wertevorrats der Phasenmodulation, der ab einer Geschwindigkeit von ungefähr  $v = 20\text{ m/s}$  überschritten wird, keine aussagekräftigen Ergebnisse zu erwarten sind.

### **6.2 Spektren der demodulierten Signale**

Die Standardabweichung der Phasen- und Amplitudenmodulation zeigt ein geschwindigkeitsabhängiges Verhalten im Zeitbereich. Der Anstieg mit zunehmender Geschwindigkeit unterliegt allerdings gewissen Schwankungen. Neben der Standardabweichung lassen sich in den Zeitverläufen der demodulierten Signale keine anderen markanten geschwindigkeitsabhängigen Eigenschaften erkennen, so daß zur weiteren Untersuchung die Zeitsignale mit Hilfe der Fouriertransformation in den Frequenzbereich abgebildet und die Betragsspektren betrachtet werden [1, 9]. Aus der graphischen Darstellung der Betragsspektren für verschiedene Geschwindigkeiten, aber unter gleichen Rahmenbedingungen, wird deutlich, daß die Charakteristika der Spektren sehr stark von der Geschwindigkeit abhängig sind. Abbildung 6.4 zeigt die Betragsspektren der Phasenmodulation eines ungestörten Profils für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 20\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$ . Es ist zu beobachten, daß sich das Spektrum mit steigender Geschwindigkeit aufweitet, und die Größe der Amplitude der vorkommenden Frequenzen zunimmt. Die exakten

Amplitudenwerte der einzelnen Frequenzen sind allerdings wie die Zeitsignale stochastischer Natur.

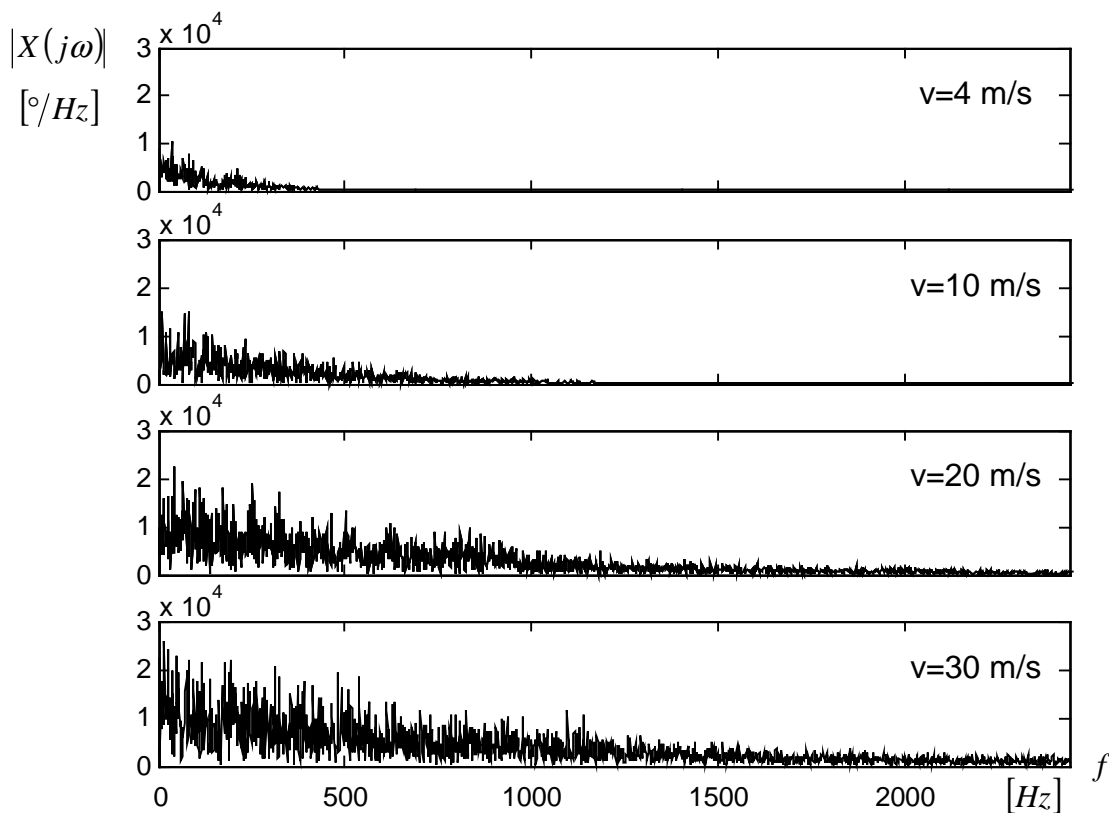


Abbildung 6.4: Betragsspektrum der Phasenmodulation für verschiedene Geschwindigkeiten

Die niedrigen Frequenzen dominieren, und die Amplitude nimmt zu höheren Frequenzen hin so stark ab, daß von bandbegrenzten Signalen ausgegangen werden kann. Ziel ist es, ein geeignetes Maß für die Aufweitung der Spektren, die mit einer Zunahme der Bandbreite verbunden ist, zu finden. Die Betragsspektren der Amplitudenmodulation eines ungestörten Profils für die Geschwindigkeiten  $v = 4 \text{ m/s}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Auch hier nimmt die Bandbreite der Signale mit steigender Geschwindigkeit zu. Auffällig ist allerdings, daß sie bei der Amplitudenmodulation im Vergleich zur Phasenmodulation sehr viel größer ist. Zu beobachten ist außerdem eine sinusförmige Schwingung, die

dem eigentlichen Spektrum überlagert ist. Die Frequenz dieser Schwingung sinkt mit steigender Geschwindigkeit.

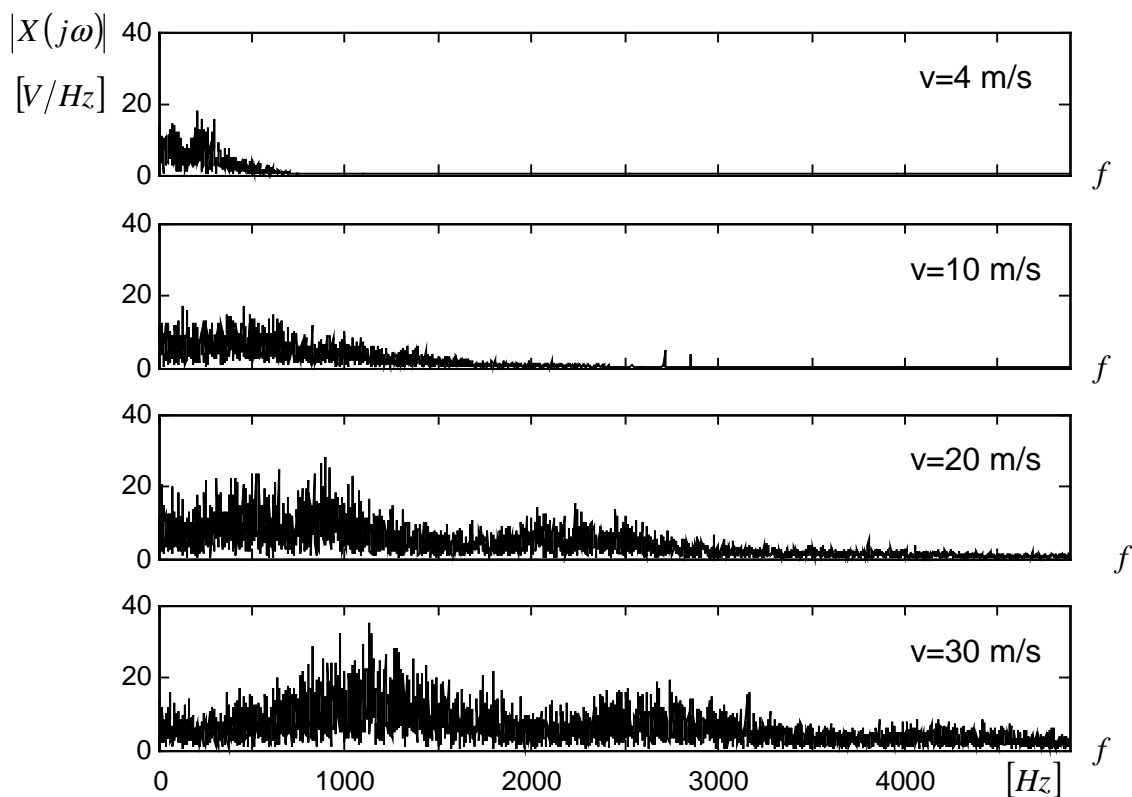


Abbildung 6.5: Betragsspektrum der Amplitudenmodulation für verschiedene Geschwindigkeiten

Aufgrund der aufgezeigten Eigenschaften der Betragsspektren der Phasen- und Amplitudenmodulation eignen sich die Signale der Phasenmodulation besser für die Suche nach einer geschwindigkeitsabhängigen Kennzahl, welche die Bandbreite der Signale beschreibt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten der Bestimmung der Bandbreite eines Signals im Frequenzbereich. Häufig wird der Frequenzbereich zwischen 90% und 10% der maximalen Signalamplitude als Bandbreite definiert. Eine derartige Auswertung ist für das Betragsspektrum der Phasenmodulation allerdings nicht möglich, da aufgrund starker stochastischer Schwankungen die Grenzfrequenzen bei 90% und 10% nicht genau festgelegt werden können. Eine andere einfache Möglichkeit stellt eine Ausgleichsgerade dar, die durch eine

begrenzte Anzahl von Punkten des Spektrums gelegt wird, wobei die Steigung dieser Ausgleichsgeraden als Maß für die Bandbreite angenommen wird. Diese so ermittelten Maße der Bandbreite streuen jedoch für jede stationäre Geschwindigkeit sehr stark.

### **6.3 Autokorrelation als Maß für die Bandbreite**

Als eine gut geeignete Möglichkeit der Bandbreitenbestimmung von Signalen hat sich die Auswertung der Autokorrelationsfunktion bewährt. Gegeben sei ein abgetastetes Signal  $x_n = x(nT_a)$  mit dem Laufindex  $n$ , der Werte zwischen 0 und  $N-1$  annehmen kann, und dem Abtastintervall  $T_a$ . Die Autokorrelationsfunktion dieses Signal ist definiert als [39]:

$$\phi_{xx}(kT_a) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x(nT_a)x((n-k)T_a) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n x_{n-k} \quad . \quad (6.1)$$

Eine Normierung der Funktion auf den Maximalwert Eins kann vorgenommen werden, indem sie durch den Wert des Maximums an der Stelle  $k=0$  dividiert wird. Die Autokorrelationsfunktion beschreibt die Erhaltungstendenz eines Signals. Dabei wird das Signal mit sich selbst in Abhängigkeit von der Zeitverschiebung  $k$  verglichen. Liegt für  $k=0$  keine Verzögerung vor, so erhält man an dieser Stelle als Maximum der Autokorrelationsfunktion das Quadrat des Effektivwerts des gesamten Signals. Mit zunehmender Verzögerung nimmt die Erhaltungstendenz des Signals ab, bis es gegen den zeitlichen Mittelwert konvergiert. Die Autokorrelation der Phasenmodulation strebt daher für große Zeitverschiebungen gegen den Wert Null. Je größer die Bandbreite des Signals ist, desto schneller nimmt die Erhaltungstendenz mit der Zeitverschiebung ab, wodurch der Abfall der Autokorrelationsfunktion groß ist. Mit abnehmender Bandbreite der Signale erhöht sich dagegen die Erhaltungstendenz. Dadurch nimmt die Autokorrelation langsamer ab. Mit zunehmender Geschwindigkeit erhöht sich, wie bereits gezeigt, die Bandbreite der Zeitsignale der Phasenmodulation. Die Autokorrelationsfunktion der Signale muß demnach mit steigender Geschwindigkeit schneller abfallen. Dies ist auch dadurch zu erklären, daß die Erhaltungstendenz der Signale bei niedrigen

Geschwindigkeiten größer sein muß als bei hohen Geschwindigkeiten. Für die folgenden Untersuchungen wird nur der Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2\text{ m/s}$  und  $v = 24\text{ m/s}$  berücksichtigt, weil nur in diesem Bereich der verwendete Turbinenradzähler als Referenz kalibriert ist. Abbildung 6.6 zeigt die normierten und nicht normierten Autokorrelationsfunktionen der Phasenmodulation für die vier Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$ .

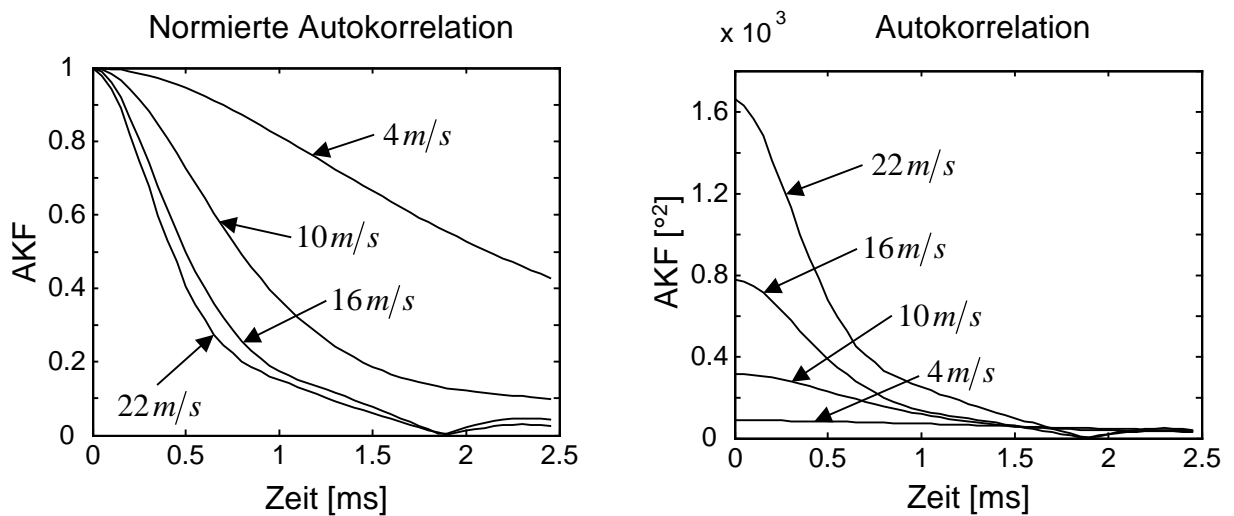


Abbildung 6.6: Normierte und nicht normierte Autokorrelationsfunktionen der Phasenmodulation für verschiedene Geschwindigkeiten

Die normierten Funktionsverläufe zeigen eindeutig das erwartete Verhalten: Der Abfall der Autokorrelationsfunktion steigt mit zunehmender Geschwindigkeit. Der Effekt tritt allerdings bei niedrigen Geschwindigkeiten verstärkt auf und nimmt zu hohen Geschwindigkeiten hin ab. Die Ursache liegt in der Physik der turbulenten Strömung begründet. Bei niedrigen Geschwindigkeiten ist schon mit einer kleinen Geschwindigkeitserhöhung eine starke Zunahme der turbulenten Strukturen im Fluid und deren Einfluß auf den Ultraschallsignalträger verbunden. Bei hohen Geschwindigkeiten hat eine weitere Zunahme keine großen Auswirkungen mehr auf die Strukturen. Die Bandbreite der modulierten Signale nimmt nicht mehr so schnell

zu. Aus diesem Grund sind die normierten Autokorrelationsfunktionen nicht zur Bestimmung einer Kennzahl für die Bandbreite über dem gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2 \text{ m/s}$  und  $v = 24 \text{ m/s}$  geeignet. Die nicht normierten Autokorrelationsfunktionen unterscheiden sich für verschiedene Geschwindigkeiten vor allem in der Größe des Maximalwerts, wenn für  $k = 0$  keine Verzögerung vorliegt. Dieser Wert beschreibt das Quadrat des Effektivwertes des zugehörigen Zeitsignals. Der Effektivwert nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit über den gesamten Geschwindigkeitsbereich zu. Damit ist ein erstes geeignetes geschwindigkeitsabhängiges Maß gefunden. Ein weiteres geschwindigkeitsabhängiges Maß ist die Steigung der nicht normierten Autokorrelationsfunktion innerhalb der ersten halben Millisekunde. Die Steigung kann durch eine Ausgleichsgerade gut angenähert werden. Die Bestimmung des Betrags der Steigung dieser Geraden führt zu einem weiteren Maß für die Bandbreite. In Abbildung 6.7 sind diese beiden Kennzahlen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit dargestellt.

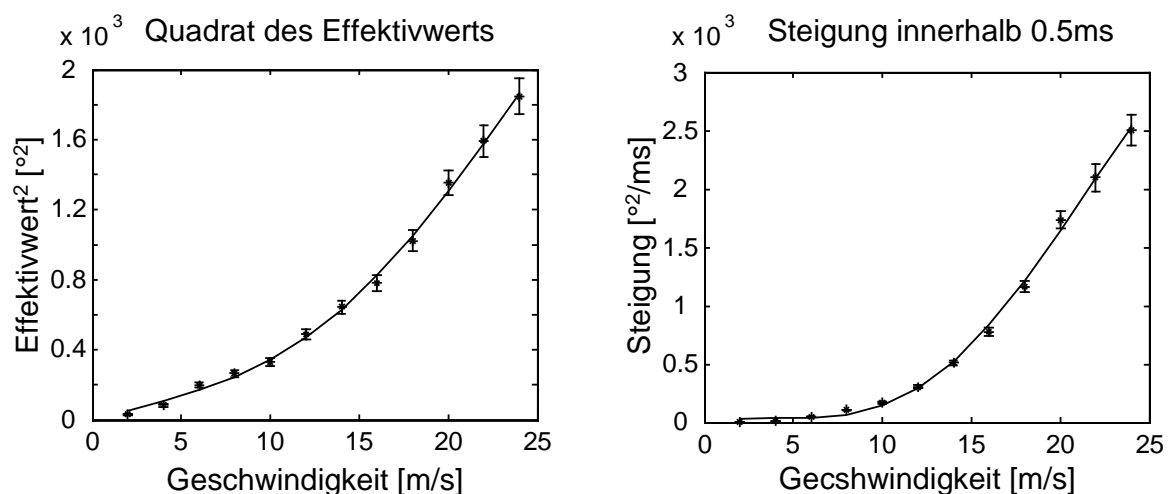


Abbildung 6.7: Quadrat des Effektivwerts und Steigung der Autokorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Zunächst sind die Mittelwerte der Kennzahl von 50 Messungen für jede Geschwindigkeitsstufe aufgetragen. Die Größe der Standardabweichung ist in

Prozent bezogen auf den jeweiligen Mittelwert als vertikaler Balken gekennzeichnet. Schließlich ist ein Ausgleichspolynom vierter Ordnung durch die Mittelwerte gelegt. Dieses Polynom beschreibt den Verlauf der Kennzahl jeweils sehr gut. Die Standardabweichung der Kennzahlen ist allerdings noch relativ hoch. Bei dem Quadrat des Effektivwerts liegt sie zwischen fünf und sechs Prozent bei Geschwindigkeiten über  $v=10\text{ m/s}$ . Bei niedrigeren Geschwindigkeiten ist die Standardabweichung etwas größer, da sie in Prozent bezogen auf den Mittelwert, der in diesen Fällen relativ klein ist, beschrieben wird. Die Bestimmung der Steigung der Autokorrelationsfunktion innerhalb der ersten halben Millisekunde liefert Standardabweichungen, die bei sechs Prozent für mittlere und um die vier Prozent für hohe Geschwindigkeiten liegen. Aufgrund der Höhe der Standardabweichung lassen sich die beiden gefundenen Kennzahlen noch nicht als geeignetes Maß zur Messung der Geschwindigkeit des Durchflusses verwenden. Um die Ergebnisse zu verbessern, werden die gemessenen Signale einer Filterung unterzogen. Hierbei kommen allerdings nicht klassische Filter wie Tief- Hoch- oder Bandpaß zum Einsatz. Durch diese Filter würden wichtige geschwindigkeitsabhängige Informationen der Signale verloren gehen.

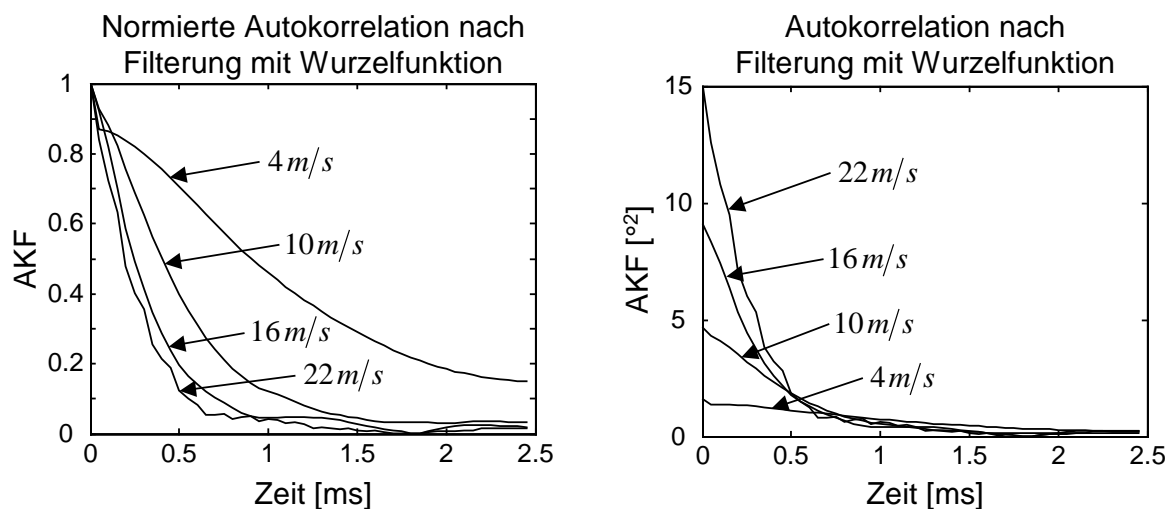


Abbildung 6.8: Normierte und nicht normierte Autokorrelationsfunktionen der Phasenmodulation nach Filterung mit Wurzelfunktion



Die Bandbreite der Signale ist relativ gering. Sie liegt bei hohen Geschwindigkeiten ungefähr bei 2000 Herz. Um die Auswertbarkeit der Autokorrelationsfunktion der Signale zu verbessern, muß die Bandbreite durch geeignete Filterung vergrößert werden. Hierzu werden die niedrigen Frequenzen, die im Spektrum stark dominieren, abgeschwächt, und höhere Frequenzen betont. Dieser Effekt wird durch das Ziehen der Quadratwurzel im Frequenzbereich erreicht. Das Ergebnis der Filterung durch Berechnung der Quadratwurzel ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Der Unterschied zu Abbildung 6.7 ist klar zu erkennen. Die normierten Autokorrelationsfunktionen fallen bei Anwendung der Filterung stärker ab als bisher. Dies ist in der Erhöhung der Bandbreite durch die Filterung begründet. Auch die nicht normierten Autokorrelationsfunktionen weisen einen deutlich steileren und mehr linearen Verlauf auf. Abbildung 6.9 stellt wiederum die Mittelwerte und Standardabweichungen der zwei Kennzahlen für die Bandbreite der Signale dar.

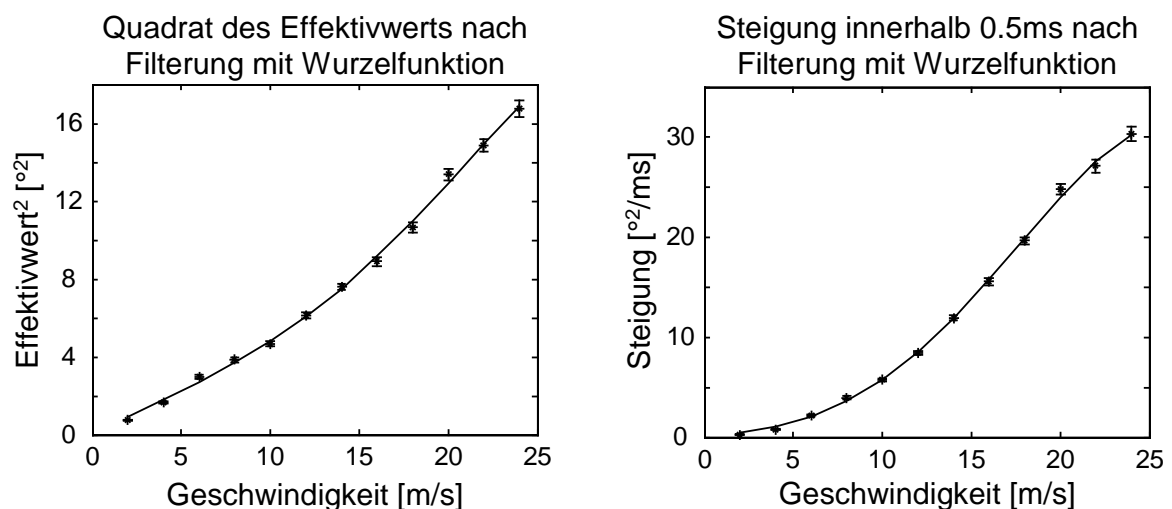


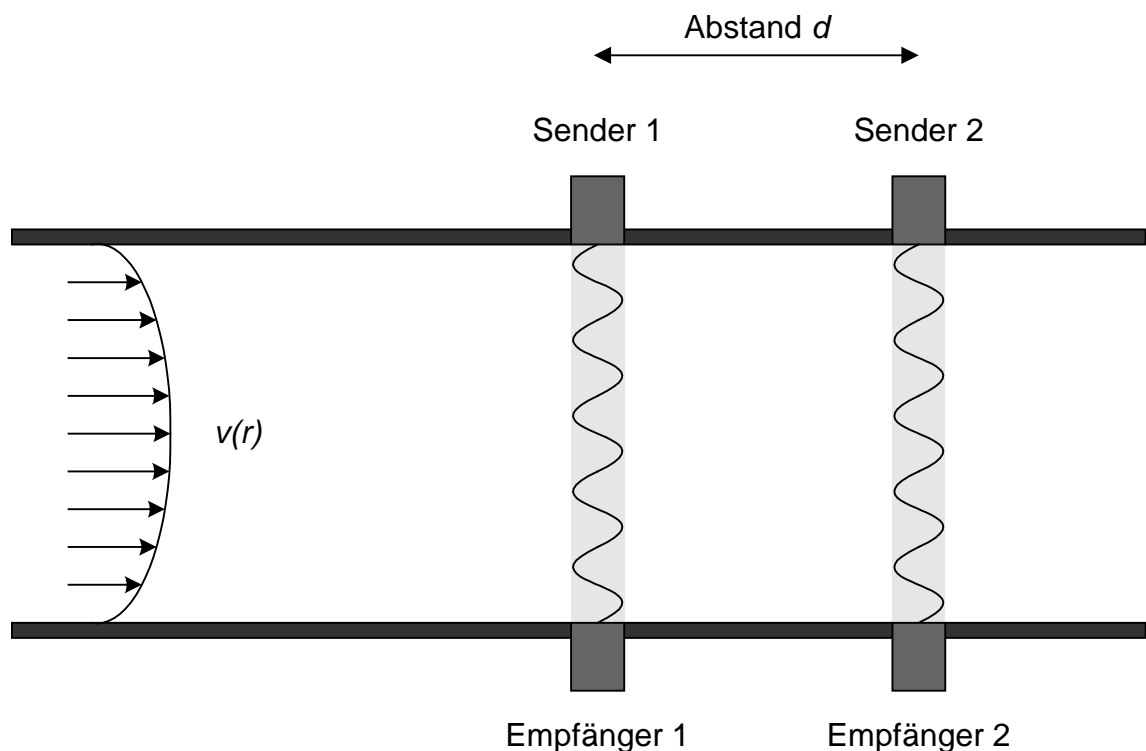
Abbildung 6.9: Quadrat des Effektivwerts und Steigung der Autokorrelation als Funktion der Geschwindigkeit nach Filterung mit Wurzelfunktion

Die Kennzahlen beschreiben den Verlauf des Quadrats des Effektivwerts und die Steigung innerhalb der ersten halben Millisekunde der Autokorrelationsfunktion bei Anwendung der Quadratwurzel als Filter im Frequenzbereich. Der Verlauf der Mittelwerte wird auch hier durch ein Ausgleichpolynom der Ordnung Vier angenähert.

Beide Kurven weisen aufgrund der Filterung eine deutlich geringere Nichtlinearität auf. Der Erfolg der Filterung zeigt sich auch in der Größe der Standardabweichungen. Sie liegt bei beiden Kennzahlen nur noch bei gut zwei Prozent ab einer Geschwindigkeit von  $v = 8 \text{ m/s}$ . Allerdings nimmt die Empfindlichkeit der Kennlinien infolge der Filterung ab. Sie ist definiert als die Steigung der Tangente an die Kennlinie am jeweiligen Arbeitspunkt. Ziel ist es, eine Kennlinie mit einer geringen Standardabweichung und einer hohen Empfindlichkeit zu erhalten. Diese beiden Forderungen sind nicht gleichzeitig zu realisieren. Durch weiteres Filtern der Zeitsignale im Spektrum mit Hilfe wiederholter Anwendung der Quadratwurzelfunktion kann die Standardabweichung weit unter ein Prozent gesenkt werden. Allerdings wird der Verlauf der Kennlinie dadurch immer flacher und die Empfindlichkeit nimmt ab. Um eine Beurteilung der Güte der Kennlinien zu ermöglichen, muß die Standardabweichung der Kennzahl auf das zugehörige Geschwindigkeitsintervall projiziert werden. Aus der Auswertung der Steigung innerhalb der ersten halben Millisekunde der Autokorrelationsfunktion nach einmaliger Anwendung der Wurzelfunktion im Spektrum als Filter folgt die beste Kennlinie. Die Projektion der Standardabweichung auf die Geschwindigkeit ergibt Werte unter zwei Prozent bezogen auf die Mittelwerte der Messungen und zwischen ein und drei Prozent bezogen auf das Ausgleichpolynom. Bisher wurden nur die Autokorrelationsfunktionen ungestörter Profile betrachtet. Auch bei gestörten Profilen hinter Einbauten wie Einfach- oder Raumkrümmer gelten die gleichen bisher angestellten Überlegungen. Der Verlauf der aufgenommenen Kennlinien ähnelt denen der ungestörten Profile. Die absoluten Werte unterscheiden sich allerdings sehr stark, da die Höhe der Maxima und damit das Quadrat der Effektivwerte von der Art des Strömungsprofils abhängen. Auch der Winkel zwischen Strömungsprofil und Ultraschallschranke hat dabei einen erheblichen Einfluß. Die auf die Geschwindigkeit bezogenen Standardabweichungen der Kennlinien betragen sowohl hinter einem Einfach- als auch einem Raumkrümmer um die drei Prozent. Auf die grafische Darstellung der Kennlinien wird in diesem Zusammenhang verzichtet. Nähere Ausführungen zur Messung der Geschwindigkeit bei gestörten Profilen sind in Kapitel 9 zu finden.

### 7 Laufzeitmessung stochastischer Strukturen

Ultraschallsignale in einer turbulenten Rohrströmung werden, wie bereits beschrieben, durch stochastische Strukturen im Fluid sowohl in der Phase als auch in der Amplitude moduliert. Zur Laufzeitmessung der Strukturen sind zwei in Strömungsrichtung um die Länge  $d$  versetzte Ultraschallwandlerpaare in der Rohrwand montiert, die das Fluid kontinuierlich mit einem Sinussignal der konstanten Frequenz  $f_T$  durchschallen. Eine schematische Darstellung des Meßaufbaus zeigt Abbildung 7.1.



*Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Messung der Laufzeit stochastischer Strukturen*

Auf dem Weg von der ersten zur zweiten Ultraschallschranke verändern sich die modulierenden Strukturen durch Dissipation. Bleibt die Beeinflussung einer Turbulenz auf das Ultraschallsignal über der Distanz  $d$  annähernd erhalten, tritt nach

einer Laufzeit  $\tau$  an der zweiten Schranke eine ähnliche Modulation des Sinussignals auf wie zuvor an der ersten Schranke. Aus der Bestimmung der Laufzeit  $\tau$  und der bekannten Länge  $d$  läßt sich die Geschwindigkeit  $v$  der modulierenden Turbulenzen berechnen:

$$v = \frac{d}{\tau} \quad . \quad (7.1)$$

Die gesuchte Laufzeit kann auf zweierlei Weise bestimmt werden. Zum einen kann die Laufzeit mittels Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktion der Signale beider Schranken zum anderen durch die Analyse des Spektrums der Summe beider Signale bestimmt werden. Beide Methoden werden im Folgenden näher erklärt und mathematisch beschrieben.

Nach der Analog-Digital-Wandlung und der in Kapitel 4 beschriebenen Demodulation stehen die Zeitsignale der Phasen- und der Amplitudenmodulation beider Ultraschallschranken zur weiteren Signalverarbeitung zur Verfügung. Der Datensatz der ersten Schranke wird im folgenden mit  $x_n = x(nT_a)$ , der der zweiten Schranke mit  $y_n = y(nT_a)$  bezeichnet. Dabei läuft  $n$  von 0 bis  $N-1$ , und  $T_a$  stellt das Abtastintervall dar. Daraus ergibt sich eine gesamte Meßzeit von  $T = nT_a$ . Die Signale  $x_n$  und  $y_n$  repräsentieren entweder den Zeitverlauf der Phasen- oder der Amplitudenmodulation. Lägen ideale Verhältnisse, das heißt keine Dissipation der Strukturen zwischen beiden Schranken vor, so stimmt der Datensatz der zweiten Schranke idealerweise mit dem um die Laufzeit  $\tau = iT_a$  zeitverschobenen Datensatz der ersten Schranke überein:

$$y(nT_a) = x((n-i)T_a) \quad . \quad (7.2)$$

Obwohl die real gemessenen Signale diese Annahme nicht ganz erfüllen, kann für viele mathematischen Betrachtungen der Signalverarbeitung von dieser Voraussetzung ausgegangen werden. Ziel ist es, aus den Zeitsignalen beider Schranken die Laufzeit der modulierenden Strukturen im Fluid zu bestimmen.

### **7.1 Bestimmung der Laufzeit mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion**

Als gängiges Verfahren zur Bestimmung der Laufzeit hat sich die Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion in der Meßtechnik etabliert. Die Autokorrelationsfunktion eines Signals wurde bereits in Kapitel 6 eingeführt. Die Kreuzkorrelationsfunktion zweier Signale ist definiert als

$$\begin{aligned}\phi_{xy}(kT_a) &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x(nT_a) y((n-k)T_a) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n y_{n-k} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x(nT_a) x((n-i-k)T_a) = \phi_{xx}((k+i)T_a) \quad .\end{aligned}\tag{7.3}$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion zweier zeitverschobener identischer Signale entspricht der um die Laufzeit  $\tau = iT_a$  zeitverschobenen Autokorrelationsfunktion des ursprünglichen Signals [39]. Das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion tritt daher an der Stelle der Laufzeit  $\tau = iT_a$  auf. Wie bei der Autokorrelation ist auch bei der Kreuzkorrelation die Größe des Maximums vom Effektivwert der einzelnen Signale abhängig. Daher wird oft vom Betrag der normierten Kreuzkorrelationsfunktion ausgegangen. Er berechnet sich zu

$$|\phi_{xy, norm}(kT_a)| = \left| \frac{\phi_{xy}(kT_a)}{\sqrt{\phi_{xx}(0)\phi_{yy}(0)}} \right| \quad .\tag{7.4}$$

Das Maximum kann dabei Werte zwischen Null und Eins annehmen. Der Wert Eins steht für maximale Ähnlichkeit beider Signale. Beim Vergleich der Ähnlichkeit werden immer Signalanteile gleicher Frequenz miteinander verglichen. Abbildung 7.2 stellt die Phasenverläufe beider Ultraschallschranken und die zugehörige normierte Kreuzkorrelationsfunktion bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$  dar. Gut zu erkennen ist die Ähnlichkeit beider Signale schon anhand der Zeitfunktionen. Aufgrund der Dissipation sind sie allerdings nicht ganz identisch. Während der Laufzeit zwischen beiden Schranken zerfallen alte Strukturen, und es bilden sich bereits neue. Die normierte Kreuzkorrelationsfunktion liefert ein eindeutig zu detektierendes Maximum mit einer Höhe von ungefähr 0,9. Die Höhe des Maximums

und damit der Grad der Ähnlichkeit ist vor allem vom Abstand beider Schranken abhängig.

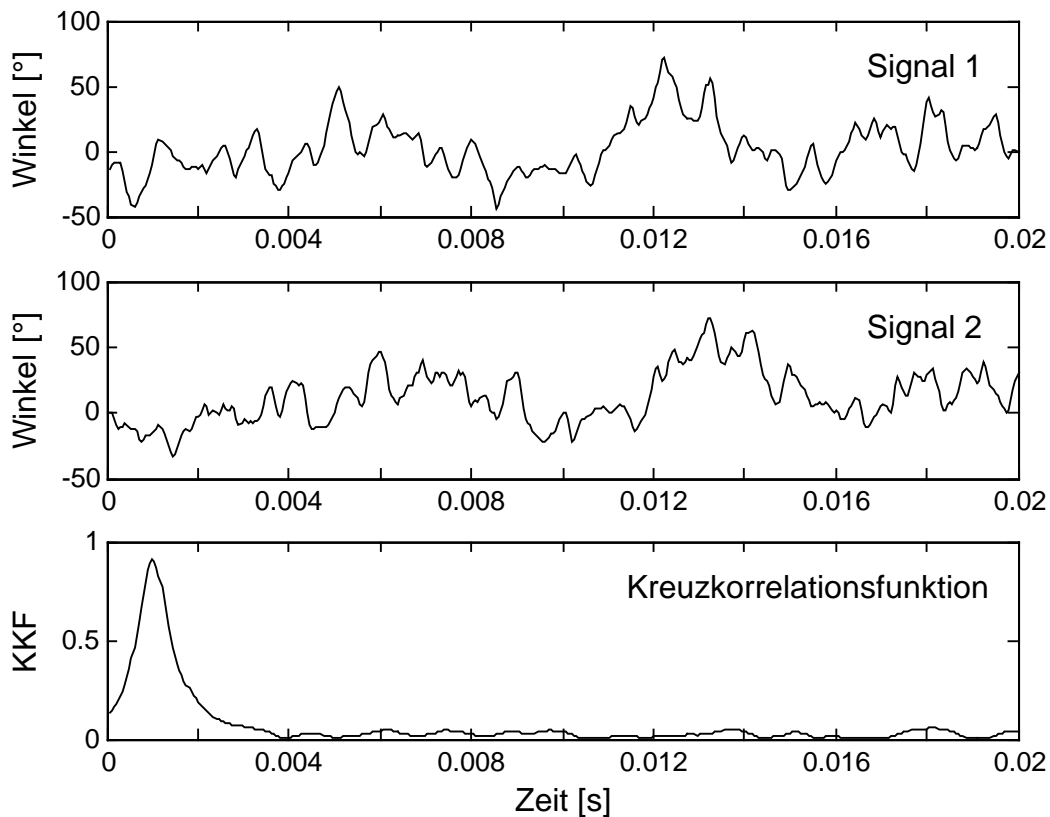


Abbildung 7.2: Zeitsignale der Phasenmodulation beider Ultraschallschranken und zugehörige normierte Kreuzkorrelationsfunktion bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30 \text{ m/s}$

Der Höhe der Auflösung der korrelativen Laufzeitmessung sind natürlich physikalische Grenzen gesetzt. Die Schritte auf der Zeitachse der diskreten Kreuzkorrelationsfunktion sind von der Abtastfrequenz des Ultraschallsignalträgers abhängig. Es gilt der Zusammenhang:

$$\Delta t = \frac{1}{f_a} \quad . \quad (7.5)$$

Die zu bestimmende Laufzeit ist an diese Auflösung der Zeitachse gebunden. Die Geschwindigkeit berechnet sich aus dem Schrankenabstand  $d$  und der Laufzeit. Die Auflösung der Geschwindigkeit ist diejenige Geschwindigkeitsänderung, die sich aus der kleinst möglichen Änderung der Laufzeit  $\Delta t$  ergibt. Sie ist bei einem festen Schrankenabstand eine Funktion der Geschwindigkeit und berechnet sich zu:

$$\Delta v(v) = \frac{d}{\frac{d}{v} - \Delta t} - v \quad . \quad (7.6)$$

Abbildung 7.3 stellt die Auflösung der Geschwindigkeit im Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 1 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  für die drei Schrankenabstände  $d = 0.03 \text{ m}$ ,  $d = 0.07 \text{ m}$  und  $d = 0.1 \text{ m}$  absolut und in Prozent bezogen auf die Geschwindigkeit dar.

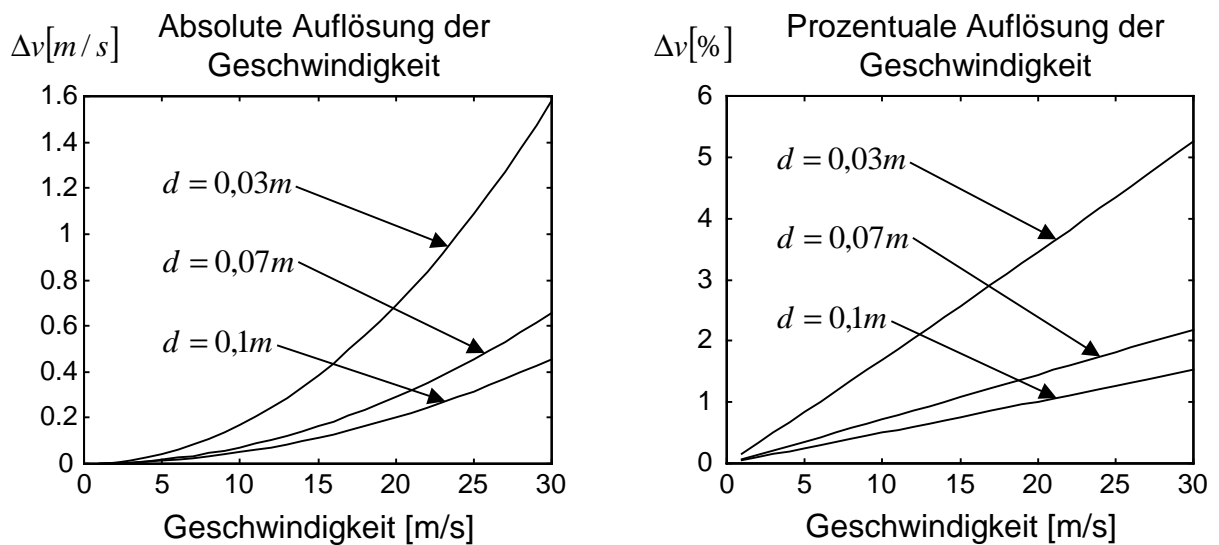


Abbildung 7.3: Auflösung der Geschwindigkeit für verschiedene Schrankenabstände als Funktion der Geschwindigkeit

Die Auflösung der Geschwindigkeit nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit zu. Sie ist außerdem vom Abstand beider Ultraschallschranken abhängig. Kleine Abstände

führen zu einer gröberen Auflösung als große. Dieser Zusammenhang macht sich vor allem für hohe Geschwindigkeiten bemerkbar. Um eine gute Auflösung der Geschwindigkeit zu erhalten, sollte ein großer Schrankenabstand gewählt werden. Dies führt allerdings dazu, daß der Einfluß der Dissipation der Strukturen zwischen beiden Schranken zu- und die Ähnlichkeit der Signale abnimmt. Eine Diskussion des optimalen Schrankenabstands unter Berücksichtigung beider Aspekte erfolgt in Kapitel 8.

In der praktischen Anwendung der korrelativen Laufzeitmessung turbulenter Strukturen im Fluid sind die demodulierten Meßsignale nicht ideal zueinander zeitverschoben. Die beiden Ultraschallschranken registrieren viele Strukturen mit jeweils unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Beide demodulierten Signale setzen sich daher aus einzelnen Signalkomponenten zusammen, die jeweils verschiedene Laufzeiten haben. Es stellt sich dabei die Frage, welche der verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten durch Detektierung des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion bestimmt wird. Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, wird im ersten Schritt angenommen, daß beide Signale  $x_n$  und  $y_n$  sich jeweils aus zwei Signalkomponenten

$$x_n = x_1(nT_a) + x_2(nT_a) \quad \text{und} \quad y_n = y_1(nT_a) + y_2(nT_a) \quad . \quad (7.7)$$

mit den unterschiedlichen Signallaufzeiten  $\tau_1 = i_1 T_a$  und  $\tau_2 = i_2 T_a$  zusammensetzen.

Daraus folgt für die Kreuzkorrelationsfunktion:

$$\begin{aligned} \phi_{xy}(kT_a) &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_1(nT_a) + x_2(nT_a)) \cdot (y_1((n-k)T_a) + y_2((n-k)T_a)) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_{1n} + x_{2n}) \cdot (y_{1n-k} + y_{2n-k}) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_{1n} \cdot y_{1n-k} + x_{1n} \cdot y_{2n-k} + x_{2n} \cdot y_{1n-k} + x_{2n} \cdot y_{2n-k} \quad , \\ \phi_{xy}(kT_a) &= \phi_{x_1 y_1}(kT_a) + \phi_{x_1 y_2}(kT_a) + \phi_{x_2 y_1}(kT_a) + \phi_{x_2 y_2}(kT_a) \quad . \end{aligned} \quad (7.8)$$



Die Signalkomponenten  $x_1(nT_a)$ ,  $x_2(nT_a)$  werden unabhängig voneinander angenommen, so daß die Kreuzkorrelationsfunktionen  $\phi_{x_1y_2}(kT_a)$  und  $\phi_{x_2y_1}(kT_a)$  Null ergeben. Es folgt:

$$\phi_{xy}(kT_a) = \phi_{x_1y_1}(kT_a) + \phi_{x_2y_2}(kT_a) \quad . \quad (7.9)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion beider Gesamtsignale entspricht der Addition der beiden Kreuzkorrelationsfunktionen der jeweiligen Signalkomponenten. Da beide Signalkomponenten ein eigenes Maximum erzeugen, liegen insgesamt zwei dominierende Maxima vor, die sich überlagern. Die Maxima stellen aufgrund der begrenzten Bandbreite der Signalkomponenten keinen Delta-Impuls dar, sondern haben den Verlauf einer Glockenkurve. Die Signallaufzeit der zusammengesetzten Signale ergibt sich durch die Bestimmung der Position des absoluten Maximums der Überlagerung der beiden Glockenkurven. Liegen die Positionen der beiden Maxima weit auseinander, so bestimmt nur die Signalkomponente mit dem höheren Korrelationsmaximum die ermittelte Laufzeit. Die Laufzeit der anderen Signalkomponente hat dann keinen Einfluß auf das Ergebnis. Liegen die Positionen der beiden Maxima dagegen nah beieinander, so überlagern sich beide Glockenkurven zu einer neuen Kurve. Die Position des neu entstandenen Maximums ist nicht unbedingt der arithmetische Mittelwert der Positionen der beiden einzelnen Maxima. Sowohl Form als auch absolute Höhe der Kurve haben erheblichen Einfluß auf die Position und damit auf die resultierende Laufzeitverschiebung der Gesamtsignale.

Aus der mathematischen Herleitung für zwei Signalkomponenten läßt sich auch der allgemeine Fall mit  $m$  Signalkomponenten ableiten:

$$\phi_{xy}(kT_a) = \sum_{l=1}^m \phi_{x_l y_l}(kT_a) \quad . \quad (7.10)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion der Gesamtsignale beider Schranken ergibt sich aus der Summation der einzelnen Korrelationsfunktionen aller Signalkomponenten beider Schranken. Dieses Ergebnis ist allerdings nicht mehr so einfach zu interpretieren wie das Ergebnis für nur zwei Signalkomponenten. Ohne Dissipation der Strukturen zwischen beiden Schranken, bei gleicher Höhe und minimaler Breite aller Maxima

der Kreuzkorrelationsfunktionen der Signalkomponenten würde damit die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeitskomponente detektiert werden. Die glockenförmigen Verläufe der einzelnen Maxima unterscheiden sich allerdings sehr stark in der jeweiligen Höhe und Breite. Wird von idealen Verhältnissen ohne Dissipation der Strukturen ausgegangen, sind die Signalkomponenten beider Schranken bis auf die Laufzeitverschiebung identisch. Die Höhe des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion entspricht in diesem Fall der Höhe der jeweiligen Autokorrelationsfunktionen zum Zeitpunkt Null und somit dem Quadrat des Effektivwerts der Signale. Die Breite der Kurvenform wird von der Bandbreite der zugehörigen Signalkomponente bestimmt. Eine schmalbandige Signalkomponente erzeugt eine breite Kurvenform, während eine breitbandige Komponente eine schmale Kurvenform ergibt. Werden nun reale Verhältnisse angenommen, so verringern sich die Höhen der einzelnen Maxima in Abhängigkeit von der Stärke der jeweiligen Dissipation. Demnach bestimmen vier verschiedene unabhängige Einflüsse die Position des absoluten Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion der Gesamtsignale beider Schranken:

- Die Anzahl der wiedererkannten Signalkomponenten,
- die Höhe der Amplituden und damit die Effektivwerte der jeweiligen Signalkomponenten,
- die Breite der einzelnen sich addierenden Kurven und somit die Bandbreite der jeweiligen Signalkomponenten,
- die Ähnlichkeit der Signalkomponenten in beiden Schranken.

Es läßt sich zusammenfassen, daß durch die Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktion die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeitskomponente von denjenigen Strukturen gemessen wird, die einen hohen Modulationsgrad des Trägersignals mit steilen Flanken und hohen Amplituden erzeugen und zwischen beiden Schranken weitestgehend erhalten bleiben. Die korrelativ gemessene Geschwindigkeit entspricht somit dem Modalwert und nicht dem Mittelwert aller vom Ultraschall erfaßten Geschwindigkeiten. Messungen einzelner Strömungskomponenten mit Hilfe der Particle-Image-Velocimetry haben gezeigt, daß die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten in der Häufigkeit schief

verteilt sind. Ein systemtheoretischer Ansatz unter Berücksichtigung strömungsmechanischer Zusammenhänge hat diese Überlegungen bestätigt [7, 38, 42].

Mit den bisherigen Ergebnissen läßt sich auch auf die Frage nach der Ergodizität des Meßverfahrens eingehen. Das Ergodentheorem fordert die Äquivalenz aller Zeit- und Scharmittelwerte eines stochastischen Prozesses [23, 27, 37]. Grundvoraussetzung ist dabei immer die Stationarität des Prozesses, die im Fall der Rohrströmung bei einer konstanten Geschwindigkeit vorausgesetzt werden kann. Wird als stochastischer Prozeß die Modulation der Phase des Ultraschallsignalträgers betrachtet, nimmt der Zeitmittelwert den Wert Null an, da die Modulation der Phase, wie in Kapitel 5 gezeigt, normalverteilt mit dem Mittelwert Null und einer geschwindigkeitsabhängigen Standardabweichung ist. Der Scharmittelwert läßt sich nicht so einfach beschreiben. Er stellt den Mittelwert über die verschiedenen Zufallsereignisse des stochastischen Prozesses zu einem festen Zeitpunkt dar. Die verschiedenen Zufallsereignisse können zum Beispiel als simultane Messungen der Phasenmodulation an verschiedenen Stellen der voll ausgebildeten Rohrströmung interpretiert werden. Wird über eine ausreichend große Anzahl von Messungen zu einem festen Zeitpunkt gemittelt, so ist wiederum zu erwarten, daß der Mittelwert der Phasenmodulation den Wert Null annimmt. Der Nachweis kann leider nicht praktisch erbracht werden, da nicht genügend verschiedene simultane Messungen vorliegen. Dennoch kann davon ausgegangen werden, daß es sich bei der Modulation des Ultraschallsignalträgers um einen ergodischen Prozeß handelt.

Aus den Überlegungen zum Ergodentheorem heraus stellt sich auch die Frage, ob eine Verlängerung der Meßzeit, die als Zeitmittelwert interpretiert werden kann, identisch ist mit einer Mittelung der Ergebnisse von Einzelmessungen mit verkürzter Meßzeit, die den Scharmittelwert darstellt. Ausgegangen wird von zwei Datensatzpaaren beider Schranken mit einer Anzahl von jeweils  $N$  Messwerten. Die Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktionen der beiden Datensatzpaare ergibt unabhängig voneinander jeweils eine Position des Maximums und damit zwei Laufzeiten. Der Mittelwert beider Positionen entspricht dem Scharmittelwert. Werden die beiden Datensatzpaare zeitlich hintereinandergereiht, entsteht ein Datensatzpaar mit einer Anzahl von  $2N$  Messwerten. Beide Maxima der ursprünglichen

Datensatzpaare finden sich in der resultierenden Kreuzkorrelationsfunktion wieder und überlagern sich zu einem neuen Maximum. Die Position dieses neuen Maximums, das den Zeitmittelwert darstellt, ist nicht automatisch identisch mit dem Scharmittelwert der Positionen der beiden Einzelmaxima. Die Auswertung realer Meßwerte bestätigt diese Überlegung. Als Zeitmittelwert wird nicht die mittlere Geschwindigkeit, sondern immer der Modalwert aller vom Ultraschall erfaßten Geschwindigkeitskomponenten gemessen. Schar- und Zeitmittelwert stimmen nur für genügend lange Meßzeiten der Einzelmessungen überein. Die Meßzeit muß so groß gewählt werden, daß das Ultraschallsignal genug Zeit hat, den Modalwert aller Geschwindigkeitskomponenten der modulierenden Strukturen zu erfassen. In diesem Fall liefern Zeit- und Scharmittelwert das gleiche Ergebnis. Ist die Meßzeit zu klein, so erfaßt jede Einzelmessung nur einzelne Geschwindigkeitskomponenten und nicht deren Modalwert. Der Scharmittelwert über alle Einzelmessungen nähert sich mit abnehmender Meßzeit der mittleren Geschwindigkeit an und entspricht damit nicht mehr dem Modalwert, der sich als Zeitmittelwert ergibt. Die mittlere Geschwindigkeit und der Modalwert der Geschwindigkeitskomponenten stehen in einem festen Verhältnis zueinander. Dieses Verhältnis ist eine Funktion der Geschwindigkeit und abhängig von der Signalträgerfrequenz. Allerdings sind einer Verkürzung der Meßzeit physikalische Grenzen gesetzt. Die Meßzeit muß größer als die Laufzeit der Strukturen zwischen beiden Schranken gewählt werden, um eine Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktion zu ermöglichen. Daher ist eine Messung der mittleren Geschwindigkeit mit Hilfe der Scharmittelwerte praktisch nicht ausführbar. Eine Kalibrierung der Meßergebnisse läßt sich somit nicht vermeiden, wobei der Kalibrierfaktor das Verhältnis von Modal- und Mittelwert der Geschwindigkeitskomponenten im Rohrquerschnitt beschreibt.

### **7.2 Laufzeitmessung mittels Addition der Signale beider Schranken**

Die im vorangegangenen Unterkapitel behandelte Kreuzkorrelationsfunktion kommt üblicherweise zur Berechnung der Laufzeitverschiebung zwischen zwei Zeitsignalen zur Anwendung. Eine Alternative dazu stellt die Signalanalyse der Addition beider Zeitsignale dar. Aus der Physik ist das Phänomen der Interferenz elektromagnetischer Wellen bekannt. An einem Doppelspalt werden

elektromagnetische Wellen in alle möglichen Richtungen gebeugt und überlagern sich hinter dem Spalt. Dabei entstehen abwechselnd Maxima und Minima durch Verstärkung und Auslöschung der Wellen. Ähnlich verhält es sich bei der Addition zweier zeitlich zueinander verschobenen Signale. Auch hier werden bestimmte Frequenzen verstärkt oder ausgelöscht. Dies zeigt sich in einer Überlagerung des Spektrums mit einer cosinusförmigen Schwingung.

Zur mathematischen Herleitung der Zusammenhänge wird wiederum von idealen Verhältnissen ausgegangen. Die diskrete Fouriertransformation des Signals  $x_n = x(nT_a)$  berechnet sich zu:

$$X_d(j\omega_k) = X_d\left(j\frac{2\pi}{NT_a}k\right) = \sum_{n=0}^{N-1} x(nT_a) \cdot e^{-j\omega_k nT_a} = \sum_{n=0}^{N-1} x(nT_a) \cdot e^{-j2\pi kn/N}$$

$$\text{mit } \omega_k = \frac{2\pi}{NT_a}k \quad \text{und} \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad . \quad (7.11)$$

Für die inverse diskrete Fouriertransformation gilt:

$$x(nT_a) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_d(j\omega_k) \cdot e^{j\omega_k nT_a} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_d(j\omega_k) \cdot e^{j2\pi kn/N}$$

$$\text{mit } \omega_k = \frac{2\pi}{NT_a}k \quad \text{und} \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad . \quad (7.12)$$

Das Signal der zweiten Schranke wird als das um die Laufzeit  $\tau = iT_a$  verschobene Signal der ersten Schranke angenommen:

$$y(nT_a) = x((n-i)T_a) \quad . \quad (7.13)$$

Die Abtastung des Signals der zweiten Schranke erfolgt zu den Zeitpunkten  $t_n = nT_a - \tau = (n-i)T_a$  bezogen auf das Signal der ersten Schranke. Für die inverse diskrete Fouriertransformation ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 x((n-i)T_a) &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_d(j\omega_k) \cdot e^{j\omega_k(n-i)T_a} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X_d(j\omega_k) \cdot e^{j2\pi k(n-i)/N} \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} [X_d(j\omega_k) \cdot e^{-j2\pi ki/N}] \cdot e^{j2\pi kn/N} .
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

Daraus folgt die Fouriertransformation des zeitverschobenen Signals der zweiten Schranke:

$$y(nT_a) = x((n-i)T_a) \circ \text{---} \bullet X_d(j\omega_k) \cdot e^{-j2\pi ki/N} . \tag{7.15}$$

Werden die Zeitsignale beider Schranken  $x(nT_a)$  und  $x((n-i)T_a)$  addiert, so ist die Fouriertransformierte des Gesamtsignals aufgrund der Linearität gleich der Addition der Fouriertransformierten der Einzelsignale:

$$x(nT_a) + x((n-i)T_a) \circ \text{---} \bullet X_d(j\omega_k) + X_d(j\omega_k) \cdot e^{-j2\pi ki/N} = X_d(j\omega_k) \cdot (1 + e^{-j2\pi ki/N}) . \tag{7.16}$$

Der Betrag des Spektrums errechnet sich zu:

$$|X_d(j\omega_k) \cdot (1 + e^{-j2\pi ki/N})| = |X_d(j\omega_k)| \cdot |(1 + \cos(2\pi ki/N) - j \sin(2\pi ki/N))| . \tag{7.17}$$

Von Interesse ist das Verhalten des Ausdrucks  $|(1 + \cos(2\pi ki/N) - j \sin(2\pi ki/N))|$  in Abhängigkeit des Parameters der Zeitverschiebung  $i$ . Betrachtet wird zunächst das Quadrat des Betrags:

$$\begin{aligned}
 |(1 + \cos(2\pi ki/N) - j \sin(2\pi ki/N))|^2 &= (1 + \cos(2\pi ki/N))^2 + (\sin(2\pi ki/N))^2 \\
 &= 1 + 2 \cos(2\pi ki/N) + (\cos(2\pi ki/N))^2 + (\sin(2\pi ki/N))^2 = 2 + 2 \cos(2\pi ki/N) .
 \end{aligned} \tag{7.18}$$

Es folgt daraus für das Spektrum der Summenfunktion:

$$\begin{aligned}
 |X_d(j\omega_k) \cdot (1 + e^{-j2\pi ki/N})| &= |X_d(j\omega_k)| \cdot \sqrt{2 + 2 \cos(2\pi ki/N)} \\
 &= 2 \cdot |X_d(j\omega_k)| \cdot \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\pi ki/N)} .
 \end{aligned} \tag{7.19}$$

Der Betrag des Spektrums der zweiten Schranke ist wegen

$$|Y_d(j\omega_k)| = |X_d(j\omega_k)e^{-j2\pi ki/N}| = |X_d(j\omega_k)| \quad (7.20)$$

identisch mit dem der ersten Schranke.

Für den Betrag des Spektrums der Summe der Zeitsignale beider Schranken ergibt sich das Endergebnis:

$$x(nT_a) + y(nT_a) \circ \longrightarrow \bullet (|Y_d(j\omega_k)| + |X_d(j\omega_k)|) \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\pi ki/N)} \quad (7.21)$$

Die Summe der Betragsspektren beider Einzelsignale wird mit dem Wurzelterm

$\sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\pi ki/N)}$  multipliziert, der sich periodisch zwischen Null und eins bewegt.

Das Bemerkenswerte ist dabei die Tatsache, daß die Frequenz dieser Schwingung von der gesuchten Zeitverschiebung  $\tau = iT_a$  beider Signale abhängig ist. Ziel ist es, diese Schwingung im Betragsspektrum des Summensignals zu detektieren, und damit die Zeitverschiebung zu berechnen. Die Meßsignale der ersten und zweiten Schranke unterscheiden sich natürlich nicht nur durch die Laufzeitverschiebung, sondern sind sich aufgrund der Dissipation der Strukturen nur bedingt ähnlich. Dennoch tritt auch bei gemessenen Signalen die mathematisch berechnete Schwingung im Spektrum der Signalsumme auf. Die Beträge der Spektren der Phasenmodulation der ersten und zweiten Schranke sowie der Betrag des Spektrums der Summe beider Signale sind in Abbildung 7.4 für eine Geschwindigkeit von  $v = 10 \text{ m/s}$  dargestellt. Im Spektrum der Signalsumme ist deutlich die Überlagerung der cosinusförmigen Schwingung zu erkennen. Die Schwingung erstreckt sich über den gesamten Frequenzbereich des Spektrums. Allerdings sind die gemessenen und demodulierten Signale relativ schmalbandig, so daß mit einem Abnehmen der Amplituden im Spektrum auch die Amplitude der Schwingung sinkt.

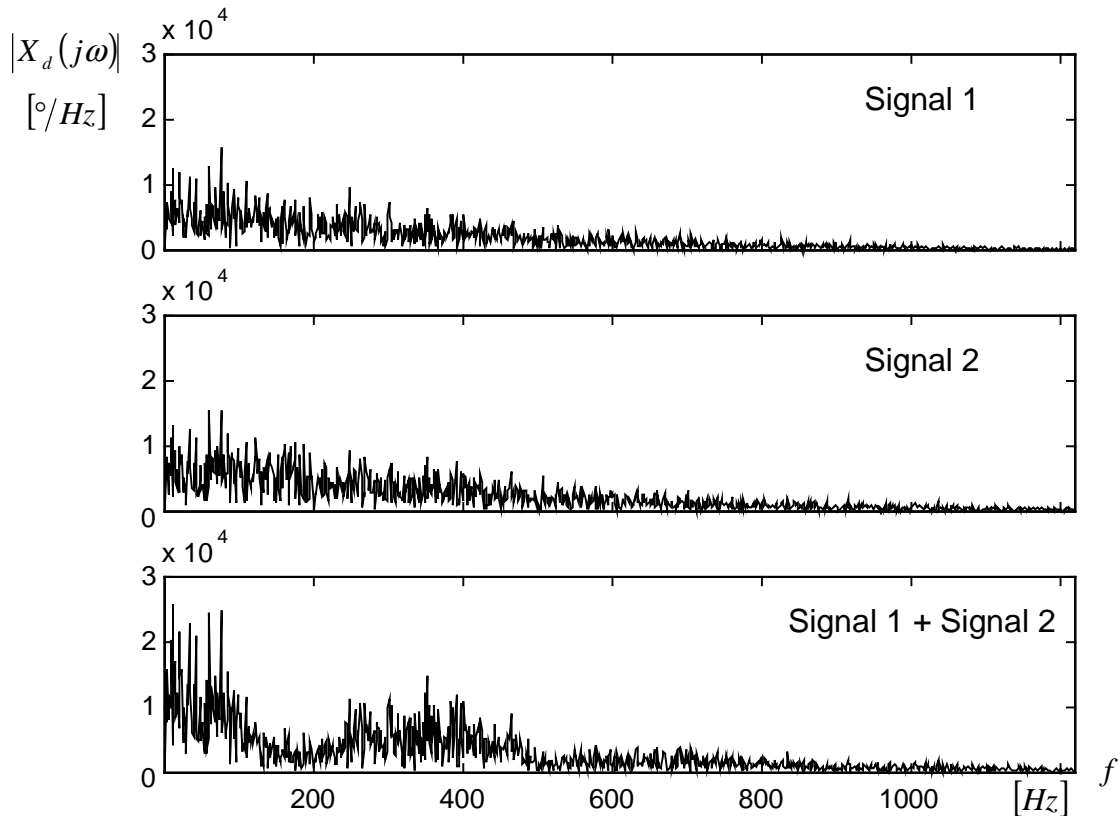


Abbildung 7.4: Betragsspektren der Phasenmodulation der ersten und zweiten Schranke und der Summe der Signale beider Schranken bei der Geschwindigkeit  $v = 10 \text{ m/s}$

Aus dem Spektrum der Signalsumme  $(|Y_d(j\omega_k)| + |X_d(j\omega_k)|) \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\pi k/N)}$  läßt sich natürlich auch die reine Cosinus-Schwingung separieren. Das Spektrum ist für die Geschwindigkeiten  $v = 4 \text{ m/s}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 16 \text{ m/s}$  und  $v = 22 \text{ m/s}$  in Abbildung 7.5 aufgetragen. Die Frequenz nimmt stark mit zunehmender Geschwindigkeit ab. Das Signal ist allerdings sehr verrauscht, so daß die Schwingung aufgrund der geringen Bandbreite der demodulierten Signale nach zwei bis drei Perioden im Grundrauschen untergeht.



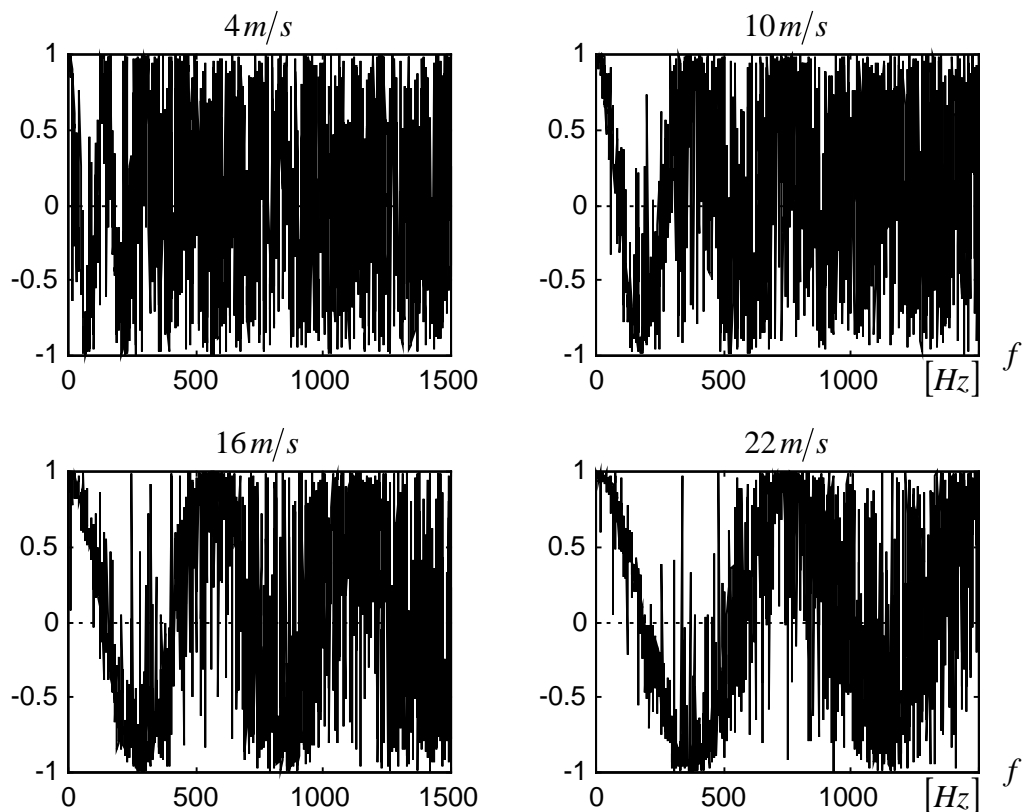


Abbildung 7.5: Cosinus-Schwingung für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$

### 7.2.1 Analyse im Frequenzbereich

Die Cosinus-Schwingung stellt keine Zeitfunktion dar, sondern sie ist ein Teil des Spektrums der Signalsumme und damit eine Funktion der Frequenz. Auch für sie läßt sich das zugehörige Spektrum berechnen, um die gesuchte Schwingungsfrequenz zu detektieren. Dazu wird die frequenzabhängige Cosinus-Schwingung zunächst in eine Zeitfunktion übertragen, wobei ein Hertz in der Frequenzfunktion einer Sekunde in der zugehörigen Zeitfunktion entspricht. Abbildung 7.6 zeigt das Spektrum der als Zeitfunktion transformierten Cosinus-Funktion ebenfalls für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$ . Für hohe Geschwindigkeiten ist die Frequenz der gesuchten Schwingung durch ein eindeutiges Maximum im Spektrum zu erkennen. Mit abnehmender

Geschwindigkeit nimmt auch die Höhe des Maximums ab und ist für niedrige Geschwindigkeiten kaum noch von den übrigen Frequenzanteilen zu unterscheiden. Das Spektrum der berechneten Cosinus-Schwingung ist daher in dieser Form für die Frequenzbestimmung nur bedingt geeignet.

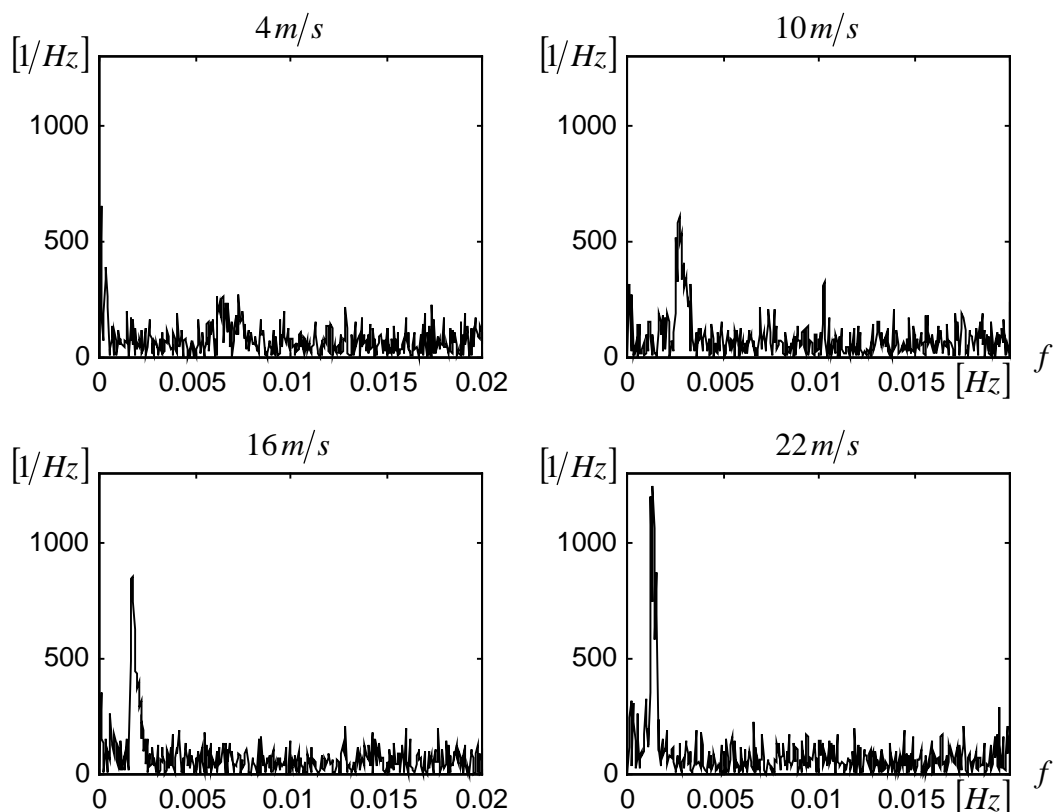


Abbildung 7.6: Spektrum der Cosinus-Schwingung betrachtet als Zeitfunktion für die Geschwindigkeiten  $v = 4 \text{ m/s}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 16 \text{ m/s}$  und  $v = 22 \text{ m/s}$

Um die Frequenz eindeutig detektieren zu können, liegt es nahe, das Rauschen der Cosinus-Schwingung durch eine geeignete Filterung zu unterdrücken. Eine Filterung mit einem Hoch- oder Tiefpaß führt nicht zu dem gewünschten Resultat, weil der gesuchten Frequenz ein breitbandiges Rauschen überlagert ist. Auch ein Bandpaß läßt sich zu diesem Zweck nicht anwenden, da der Durchlaßbereich sehr eng sein müßte, und die Position der gesuchten Frequenz unbekannt ist. Als geeignetes Filter

hat sich die Berechnung der Autokorrelationsfunktion erwiesen. Die Autokorrelation beschreibt die Ähnlichkeit eines Signals mit sich selbst, vgl. Kapitel 6. Dabei werden nur gleiche Frequenzen miteinander verglichen, so daß die gesuchte Frequenz deutlicher hervortritt. Gleichzeitig wird das stochastische Rauschen des Signals unterdrückt. Die Zeitsignale der Cosinus-Schwingung nach Anwendung der Autokorrelationsfunktion sind in Abbildung 7.7 für die Geschwindigkeiten  $v = 4 \text{ m/s}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 16 \text{ m/s}$  und  $v = 22 \text{ m/s}$  aufgetragen. Verglichen mit Abbildung 7.5 tritt die gesuchte Schwingung sehr viel deutlicher hervor. Besonders für niedrige Geschwindigkeiten, die zu einer hohen Schwingungsfrequenz führen, wird der Erfolg der Filterung deutlich. Die Schwingung ist auch nach ein paar Perioden noch vom verbliebenden Rauschen zu unterscheiden.

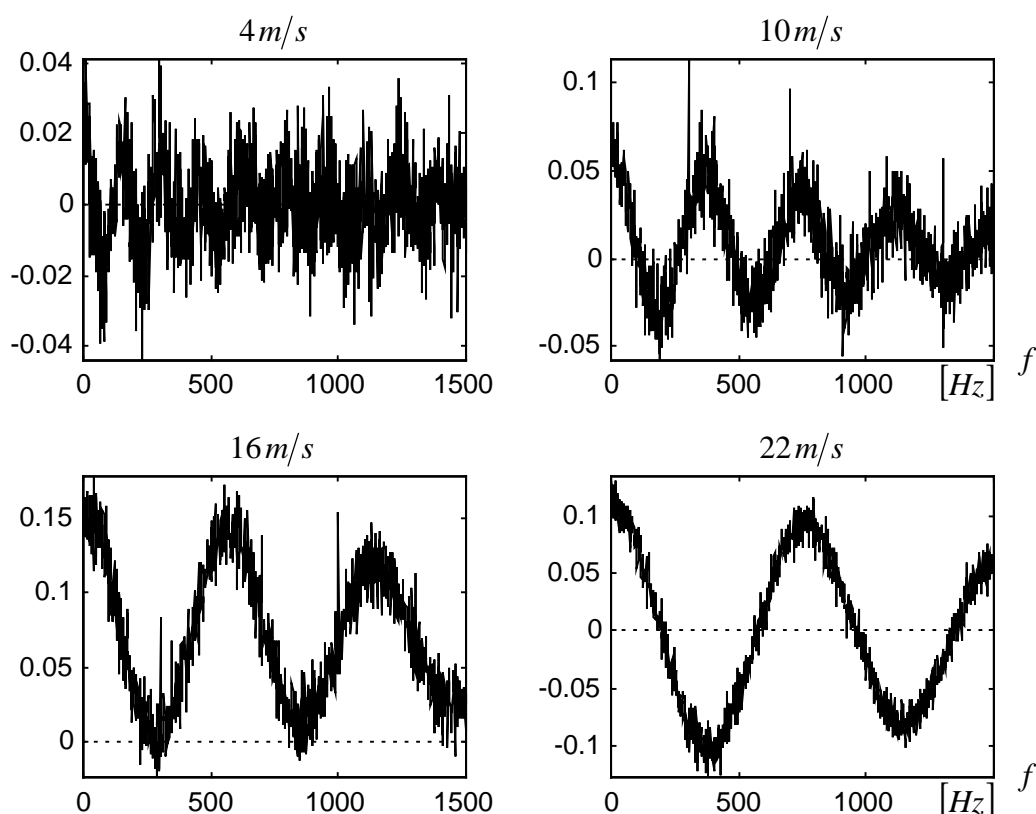


Abbildung 7.7: Autokorrelation der Cosinus-Schwingung für die Geschwindigkeiten  $v = 4 \text{ m/s}$ ,  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 16 \text{ m/s}$  und  $v = 22 \text{ m/s}$

Aufgrund der erfolgreichen Filterung der Zeitfunktionen ist mit einer verbesserten Auswertbarkeit der Spektren zu rechnen. In Abbildung 7.8 sind die Betragsspektren der mittels Autokorrelation gefilterten Signale wiederum für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$  dargestellt.

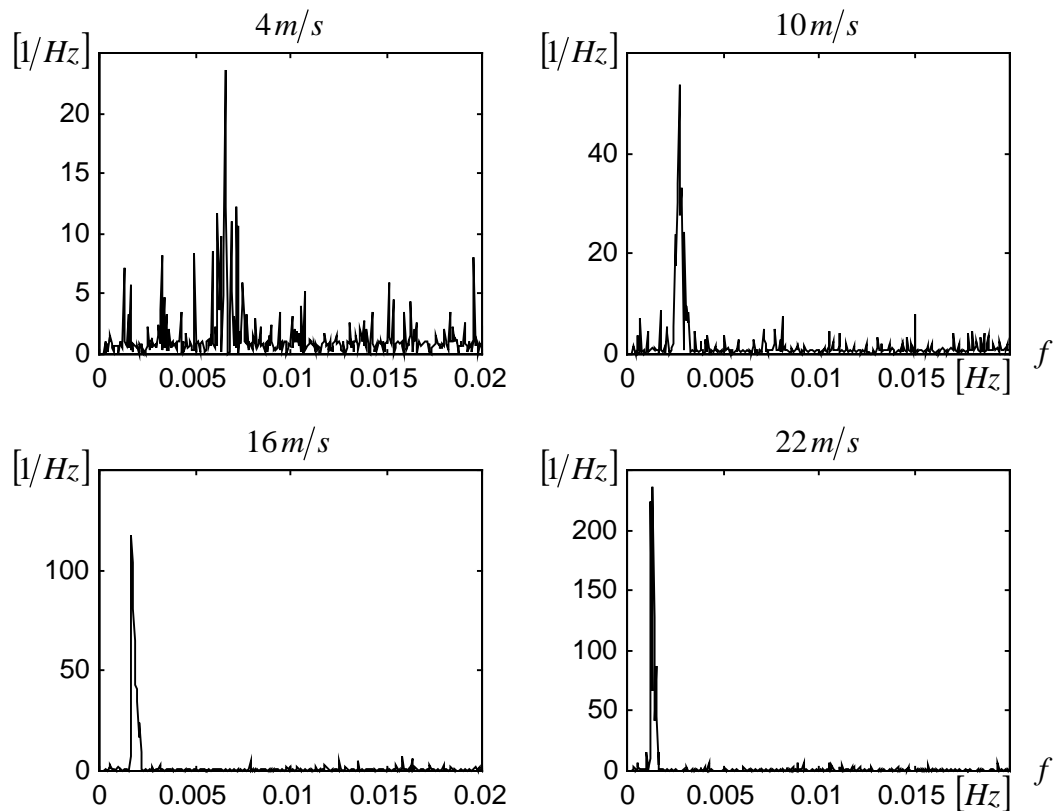


Abbildung 7.8: Spektrum der Autokorrelation der als Zeitfunktion betrachteten Cosinus-Schwingung für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$

Zu beachten ist die unterschiedliche Achsenskalierung der einzelnen Geschwindigkeitsstufen. Dadurch erscheint das Grundrauschen unterschiedlich hoch. Ganz niedrige für die Betrachtung nicht relevante Frequenzen sind im Spektrum ausgeblendet. Der Erfolg der Filterung wird wie schon bei den Zeitsignalen

auch bei der spektralen Darstellung der Signale deutlich. Für alle Geschwindigkeiten tritt die gesuchte Schwingungsfrequenz klar aus den übrigen Frequenzanteilen hervor. Durch Anwendung der Autokorrelationsfunktion läßt sich die Frequenz der Cosinus-Schwingung im Spektrum detektieren. Sie ist direkt proportional zur Laufzeitverschiebung zwischen den Signalen beider Schranken, aus der sich wiederum die Durchflußgeschwindigkeit bei bekanntem Schrankenabstand berechnen läßt. Für niedrige Geschwindigkeiten bis ungefähr  $v = 5 \text{ m/s}$  treten bei der Bestimmung der Schwingungsfrequenz im Spektralbereich vereinzelt Ausreißer auf. Diese sind allerdings mit Hilfe eines einfachen Verfahrens zuverlässig zu detektieren. Der zu berücksichtigende Meßbereich bewegt sich zwischen  $v = 2 \text{ m/s}$  und  $v = 24 \text{ m/s}$ . Betrachtet wird eine Anzahl von 50 Messungen. Die detektierten Schwingungsfrequenzen werden in die zugehörigen Geschwindigkeiten umgerechnet. Bei niedrigen Durchflußgeschwindigkeiten von bis  $v = 5 \text{ m/s}$  treten sowohl Ausreißer mit einer berechneten Geschwindigkeit von unter  $v = 1 \text{ m/s}$  als auch Ausreißer mit einer hohen berechneten Geschwindigkeit von über  $v = 10 \text{ m/s}$  auf. Der hier angesetzte Ausreißertest sucht zuerst nach gemessenen Werten, die unter  $v = 1 \text{ m/s}$  liegen und sortiert diese aus. Werden keine Ausreißer entdeckt, ist der Test abgeschlossen, andernfalls werden auch alle Meßwerte über  $v = 10 \text{ m/s}$  aussortiert. Dieses Verfahren liefert als Mittelwert der verbliebenden Messungen einen zuverlässigen Wert für die zu bestimmende Geschwindigkeit. Die Anwendung der Autokorrelationsfunktion zur Filterung der Cosinus-Schwingung macht es möglich, durch Auswertung des Spektrums die gesuchte Laufzeitverschiebung der beiden Eingangssignale und damit die Durchflußgeschwindigkeit zu bestimmen. Eine wiederholte Anwendung der Autokorrelationsfunktion führt zu einer weiteren Entrauschung der Cosinus-Schwingung. Die Ordnung des Filters nimmt mit der Häufigkeit der Anwendung zu. Dadurch ist es möglich, die Anzahl der Ausreißer bei der Analyse des Spektrums weiter zu senken.

An dieser Stelle muß wie bei der Laufzeitmessung mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion ebenfalls die Auflösung der Geschwindigkeit diskutiert werden. Für die drei Schrankenabstände  $d = 0.03 \text{ m}$ ,  $d = 0.07 \text{ m}$  und  $d = 0.1 \text{ m}$  ist in Abbildung 7.9 die Auflösung der Geschwindigkeit absolut und in Prozent bezogen auf die Geschwindigkeit im Bereich zwischen  $v = 1 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  aufgetragen.

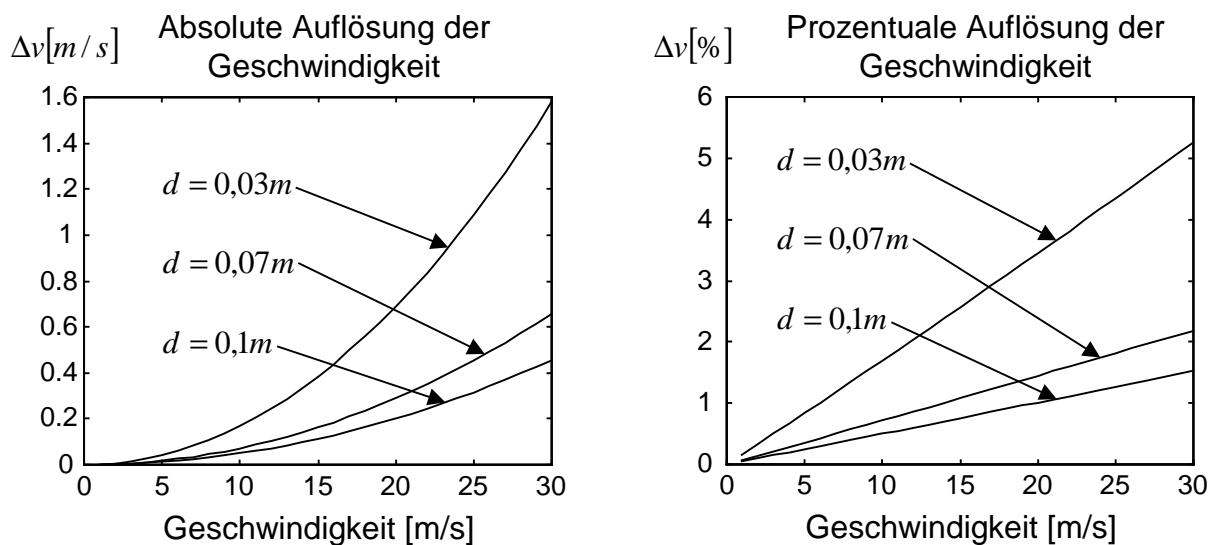


Abbildung 7.9: Auflösung der Geschwindigkeit für verschiedene Schrankenabstände als Funktion der Geschwindigkeit bei Bestimmung der Frequenz im Spektrum

Sie wird bestimmt durch den Abstand der diskreten Frequenzen im Spektrum der als Zeitfunktion betrachteten Cosinus-Schwingung. Auffallend ist die Tatsache, daß die Auflösung identisch mit der der korrelativen Laufzeitmessung ist. Dies liegt daran, daß sich durch die zweifache Anwendung der Fouriertransformation auf das Zeitsignal wieder der gleiche Abstand zwischen zwei diskreten Werten wie im Zeitbereich ergibt. Große Schrankenabstände und niedrige Geschwindigkeiten führen theoretisch zu den besten Resultaten. Nähere Ausführungen sind in Kapitel 8 zu finden.

### 7.2.2 Analyse im Zeitbereich

Aufgabe der Signalverarbeitung ist die Bestimmung der Frequenz der Cosinus-Schwingung. Neben der beschriebenen Auswertung des Spektrums kann auch die Periodendauer im Zeitbereich analysiert werden. Durch die Anwendung der Autokorrelation wird die Cosinus-Funktion soweit entrauscht, daß im Spektrum ein

eindeutig zu identifizierendes Maximum existiert. In der Zeitfunktion selbst kann die Periodendauer allerdings noch nicht zuverlässig bestimmt werden. Durch wiederholte Anwendung der Autokorrelationsfunktion kann erreicht werden, die Cosinus-Funktion soweit zu entauschen, daß sich die Periodendauer bestimmen läßt. Diese Art der Filterung ist allerdings sehr rechenaufwendig und kostet daher Zeit. Statt dessen bietet sich an dieser Stelle die Anwendung eines Tiefpaßfilters an.

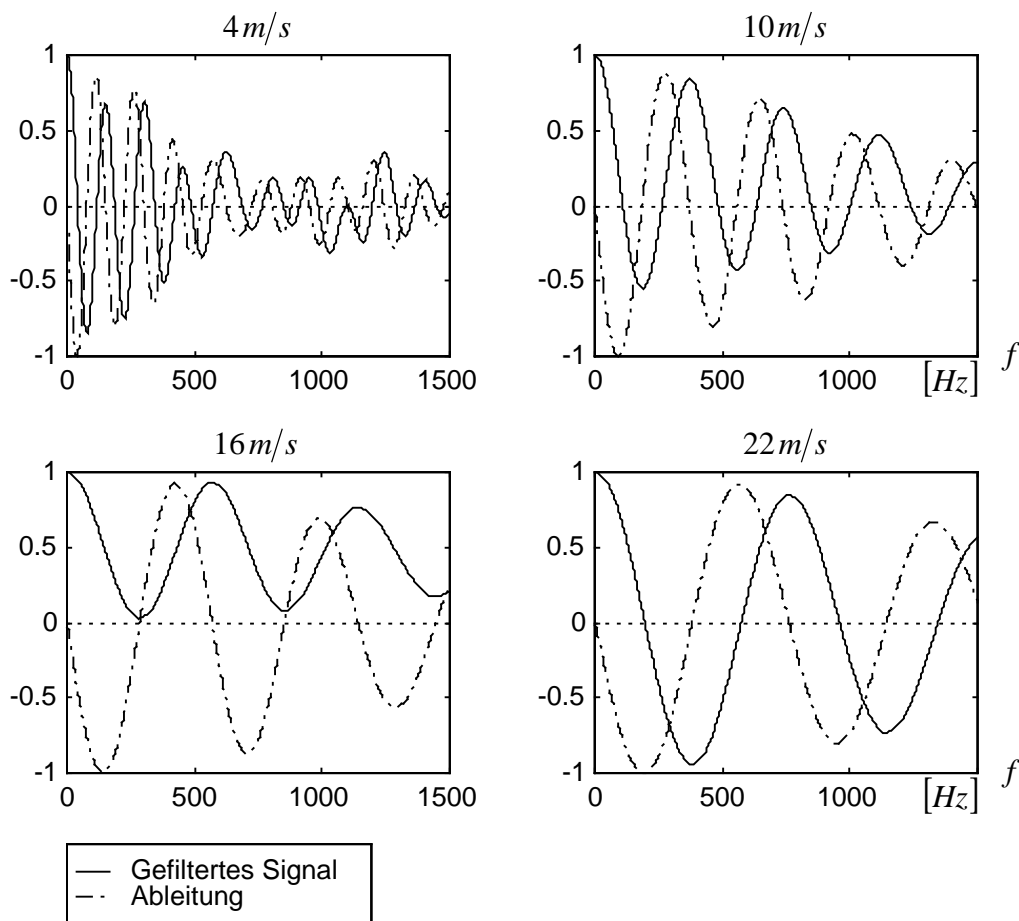


Abbildung 7.10: Spektrum der Autokorrelation der Cosinus-Schwingung betrachtet als Zeitfunktion für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$

Das gesamte Filter besteht aus zwei Stufen. Zuerst kommt die Autokorrelationsfunktion zum Einsatz, um im Spektrum ein eindeutiges Maximum zu erhalten. Anschließend wird ein Tiefpaß angesetzt, der den über der gefundenen dominierenden Frequenz liegenden Spektralbereich unterdrückt. Liegt die Grenzfrequenz des Tiefpasses nah genug an der gesuchten Frequenz, so ist die Cosinus-Schwingung fast vollständig von störendem Rauschen befreit. Zur Messung der Periodendauer wird die Funktion einmal nach der Zeit abgeleitet und der erste Nulldurchgang bestimmt. Der Nulldurchgang der Ableitung kennzeichnet die Position des ersten Minimums der Cosinus-Schwingung, die der halben Periodendauer entspricht. Aus der Periodendauer läßt sich exakt die gesuchte Frequenz und damit die Laufzeitverschiebung beider Eingangssignale berechnen. Die nach Anwendung der Autokorrelation und des Tiefpasses gefilterten Zeitsignale der Cosinus-Schwingung sind in Abbildung 7.10 für die Geschwindigkeiten  $v = 4\text{ m/s}$ ,  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 16\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$  dargestellt. Die Kurvenverläufe machen deutlich, daß die Cosinus-Schwingung durch die beschriebene zweistufige Filterung sehr gut vom überlagerten Rauschen getrennt werden kann. Der Nulldurchgang der Ableitung ist somit eindeutig zu ermitteln. Auch bei dieser Methode der Laufzeitbestimmung stellt sich wie schon zuvor die Frage nach der Geschwindigkeitsauflösung des Verfahrens. Sie wird durch den Abstand der diskreten Frequenzen im Spektrum des Summensignals bestimmt. In Abbildung 7.11 sind sowohl die absolute als auch die prozentuale Geschwindigkeitsauflösung für die drei Schrankenabstände  $d = 0.03\text{ m}$ ,  $d = 0.07\text{ m}$  und  $d = 0.1\text{ m}$  als Funktion der Geschwindigkeit zwischen  $v = 1\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$  aufgetragen. Auffällig ist der konstante Verlauf der absoluten Geschwindigkeitsauflösung über dem gesamten Geschwindigkeitsbereich. Er resultiert aus der direkten Proportionalität der berechneten Strömungsgeschwindigkeit zur Periodendauer der gefilterten Cosinus-Schwingung. Dadurch ergibt sich für hohe Geschwindigkeiten eine bessere prozentuale Auflösung als für niedrige. Bemerkenswert ist auch die Tatsache, daß bei dieser Art der Laufzeitmessung ein kleiner Schrankenabstand zu den besseren Resultaten führt. Sowohl die korrelative Laufzeitmessung als auch die Auswertung der Frequenz der Cosinus-Funktion des Summenspektrums in dessen Spektrum fordern von der theoretischen Betrachtung einen großen Schrankenabstand. Der Einfluß des Schrankenabstands auf die Güte der Meßergebnisse erfolgt in Kapitel 8.



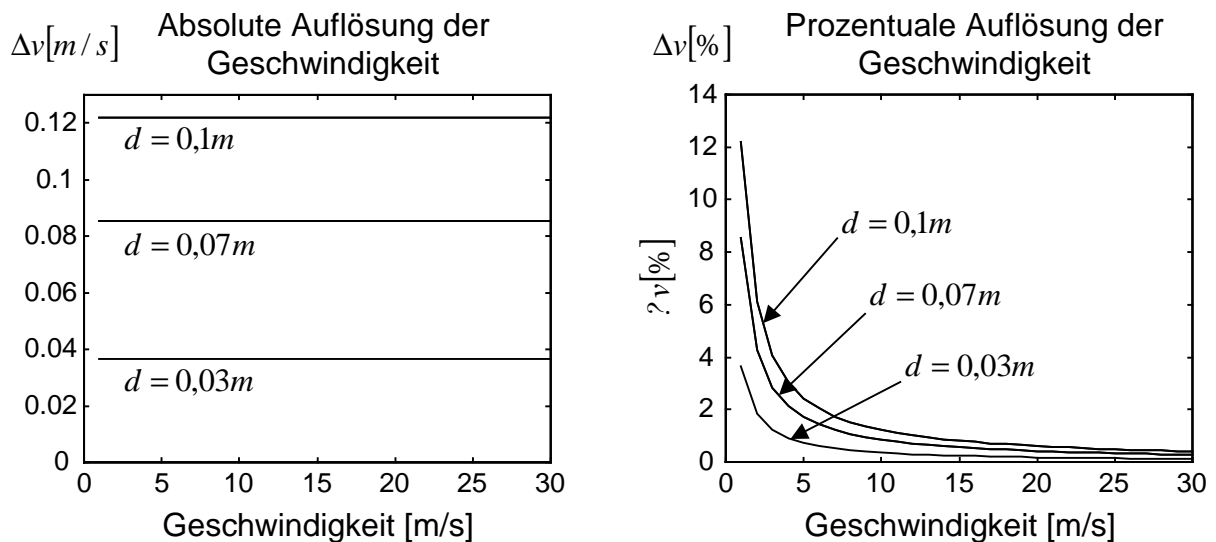


Abbildung 7.11: Auflösung der Geschwindigkeit für verschiedene Schrankenabstände als Funktion der Geschwindigkeit bei Bestimmung der Position des ersten Maximums der Schwingung

Die Addition zweier um eine gesuchte Laufzeit zueinander verschobener Signale führt, wie gezeigt, zu einer Schwingung im Spektrum der Signalsumme, deren Frequenz direkt von der Laufzeitverschiebung abhängig ist. Sie kann durch Anwendung einfacher Filtertechniken zuverlässig detektiert werden. Damit stellt diese Art der Laufzeitmessung eine Alternative zur Korrelationsmeßtechnik dar. Die Anforderungen des Additionsverfahrens an die Signalverarbeitung sind zwar etwas höher als die der Korrelation. Dies spielt bei der Umsetzung des Verfahrens auf einem Mikroprozessor keine entscheidende Rolle. Der große Vorteil zeigt sich jedoch darin, daß die Signale vor der Digital-Wandlung analog addiert werden können. Die Anzahl der Kanäle der verwendeten Wandlerkarte halbiert sich somit und führt zu einer nicht zu vernachlässigen Kostenersparnis.

Auch für das Verfahren der Signaladdition muß wie bei der Korrelation geklärt werden, welche Laufzeit bei einer Überlagerung mehrerer Signalkomponenten mit unterschiedlichen Zeitverschiebungen ausgewertet wird. Die Überlegungen gehen wiederum zuerst von zwei sich überlagernden Signalkomponenten  $x_n = x_1(nT_a) + x_2(nT_a)$  und  $y_n = y_1(nT_a) + y_2(nT_a)$  aus. Die Signalkomponenten der

zweiten Schranke seien identisch mit den zeitverschobenen Komponenten der ersten Schranke:

$$y_1(nT_a) = x_1((n-i)T_a) \quad \text{und} \quad y_2(nT_a) = x_2((n-i)T_a) \quad . \quad (7.22)$$

Daraus folgt für die Signalsumme  $x_n + y_n$ :

$$\begin{aligned} & x_1(nT_a) + x_1((n-i_1)T_a) + x_2(nT_a) + x_2((n-i_2)T_a) \\ & \quad \circ \text{---} \bullet \\ & X_{d1}(j\omega_k) + X_{d1}(j\omega_k) \cdot e^{-j2\pi k i_1/N} + X_{d2}(j\omega_k) + X_{d2}(j\omega_k) \cdot e^{-j2\pi k i_2/N} \\ & = X_{d1}(j\omega_k) \cdot (1 + e^{-j2\pi k i_1/N}) + X_{d2}(j\omega_k) \cdot (1 + e^{-j2\pi k i_2/N}) \quad . \end{aligned} \quad (7.23)$$

Unter der Annahme, daß  $X_{d1}(j\omega_k) \approx X_{d2}(j\omega_k) \approx \frac{1}{2} X_d(j\omega_k)$  ist, läßt sich das Ergebnis reduzieren zu:

$$\frac{1}{2} X_d(j\omega_k) \cdot \left( (1 + e^{-j2\pi k i_1/N}) + (1 + e^{-j2\pi k i_2/N}) \right) \quad . \quad (7.24)$$

Für den Betrag folgt:

$$\begin{aligned} & \left| \frac{1}{2} X_d(j\omega_k) \cdot \left( (1 + e^{-j2\pi k i_1/N}) + (1 + e^{-j2\pi k i_2/N}) \right) \right| \\ & = \frac{1}{2} |X_d(j\omega_k)| \cdot \left| (1 + \cos(2\pi k i_1/N) - j \sin(2\pi k i_1/N)) \right. \\ & \quad \left. + (1 + \cos(2\pi k i_2/N) - j \sin(2\pi k i_2/N)) \right| \quad . \end{aligned} \quad (7.25)$$

Von Interesse ist hier das Verhalten des Ausdrucks  $(1 + \cos(2\pi k i_1/N) - j \sin(2\pi k i_1/N)) + (1 + \cos(2\pi k i_2/N) - j \sin(2\pi k i_2/N))$  in Abhängigkeit von den Parametern für die Zeitverschiebungen  $i_1$  und  $i_2$ . Das Quadrat des Betrags berechnet sich zu:

$$\begin{aligned}
 & \left| (1 + \cos(2\pi k i_1 / N) - j \sin(2\pi k i_1 / N)) + (1 + \cos(2\pi k i_2 / N) - j \sin(2\pi k i_2 / N)) \right|^2 \\
 &= (2 + \cos(2\pi k i_1 / N) + \cos(2\pi k i_2 / N))^2 + (\sin(2\pi k i_1 / N) + \sin(2\pi k i_2 / N))^2 \\
 &= 4 + 4(\cos(2\pi k i_1 / N) + \cos(2\pi k i_2 / N)) \\
 & \quad + 2(\cos(2\pi k i_1 / N) \cos(2\pi k i_2 / N) + \sin(2\pi k i_1 / N) \sin(2\pi k i_2 / N)) \\
 & \quad + \cos^2(2\pi k i_1 / N) + \sin^2(2\pi k i_1 / N) + \cos^2(2\pi k i_2 / N) + \sin^2(2\pi k i_2 / N) \\
 &= 6 + 4(\cos(2\pi k i_1 / N) + \cos(2\pi k i_2 / N)) + 2 \cos(2\pi k i_1 / N - 2\pi k i_2 / N) \quad .
 \end{aligned} \tag{7.26}$$

Für das Spektrum des Summensignals folgt unter der Berücksichtigung, daß die Spektren an beiden Schranken identisch sind:

$$\begin{aligned}
 & x_1(nT_a) + x_1((n - i_1)T_a) + x_2(nT_a) + x_2((n - i_2)T_a) \\
 & \quad \circ \text{---} \bullet \\
 & \frac{1}{2} |X_d(j\omega_k)| \cdot \sqrt{6 + 4(\cos(2\pi k i_1 / N) + \cos(2\pi k i_2 / N)) + 2 \cos(2\pi k i_1 / N - 2\pi k i_2 / N)} \quad .
 \end{aligned} \tag{7.27}$$

Unter Berücksichtigung der Gleichung 7.20 folgt daraus für das Betragsspektrum des Summensignals:

$$\begin{aligned}
 & (|X_d(j\omega_k)| + |Y_d(j\omega_k)|) \\
 & \quad \cdot \sqrt{\frac{3}{8} + \frac{1}{4}(\cos(2\pi k i_1 / N) + \cos(2\pi k i_2 / N)) + \frac{1}{8} \cos(2\pi k i_1 / N - 2\pi k i_2 / N)} \quad .
 \end{aligned} \tag{7.28}$$

Bei Betrachtung nur einer Signalkomponente ergibt sich das Ergebnis:

$$(|Y_d(j\omega_k)| + |X_d(j\omega_k)|) \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\pi k i / N)} \quad . \tag{7.29}$$

Um die Cosinus-Schwingung zu separieren, muß der Wurzel-Term zuerst quadriert werden. Anschließend wird der Wert 0,5 subtrahiert und das Ergebnis mit dem Wert

zwei multipliziert. Bei der Betrachtung zweier Signalkomponenten folgt nach Anwendung dieser Operationen der Ausdruck:

$$-\frac{1}{4} + \frac{1}{2}(\cos(2\pi k_1/N) + \cos(2\pi k_2/N)) + \frac{1}{4}\cos(2\pi k_1/N - 2\pi k_2/N) \quad . \quad (7.30)$$

Dieses Ergebnis stellt die resultierende Schwingung bei der Überlagerung zweier Signalkomponenten unterschiedlicher Laufzeit dar. Es ist eine Überlagerung dreier Frequenzen. Zum einen treten die Cosinus-Schwingungen der beiden einzelnen Signalkomponenten  $\cos(2\pi k_1/N)$  und  $\cos(2\pi k_2/N)$  mit gleicher Gewichtung auf. Dem überlagert ist eine Cosinus-Schwingung mit der Differenzfrequenz beider Komponenten  $\cos(2\pi k_1/N - 2\pi k_2/N)$ . Dieser Anteil ist aufgrund der geringeren Gewichtung gegenüber den anderen beiden Anteilen für die Auswertung zu vernachlässigen. Folglich wird bei der Auswertung im Spektrum die Laufzeit derjenigen Signalkomponente detektiert, die eine höhere Amplitude im Spektrum erzeugt. Auch bei der Auswertung der Frequenz im Zeitbereich durch Messung der Periodenlänge dominiert die Frequenz dieser Signalkomponente. Im allgemeinen Fall setzen sich die gemessenen Signale nicht aus zwei, sondern aus  $m$  Signalkomponenten zusammen. Die resultierende Schwingung wird dabei durch die Überlagerung der Frequenzen der einzelnen Signalkomponenten bestimmt. Jede Signalkomponente führt im Spektrum zu einer anderen Höhe der Amplitude bei der zugehörigen Schwingungsfrequenz. Besonderen Einfluß hat die Dissipation der Signalkomponenten zwischen beiden Schranken auf die Höhe der Amplituden im Spektrum. Ausgewertet wird bei der Überlagerung diejenige Frequenz, die im Spektrum von den meisten Signalkomponenten mit den größten Amplituden erzeugt wird. Ähnlich den Schlußfolgerungen bei der korrelativen Messung kann zusammengefaßt werden, daß die am häufigsten vorkommenden und besterhaltenen Geschwindigkeitskomponenten das Meßergebnis der Summensignalanalyse bestimmen. Es wird ebenfalls der Modalwert der erfaßten Geschwindigkeitskomponenten und nicht die mittlere Geschwindigkeit gemessen. Auch bei der Analyse des Summensignals kann daher auf eine Kalibrierung der Meßergebnisse nicht verzichtet werden.

### **7.3 Der r-Faktor**

Bei der Laufzeitmessung der natürlichen Strukturen im Fluid zwischen zwei Ultraschallschranken wird von den Ultraschallsensoren nicht das gesamte Strömungsprofil erfaßt. Das Ultraschallträgersignal bewegt sich entlang einer Linie vom Sender zum Empfänger. Auf diesem Weg werden die Geschwindigkeitskomponenten aufsummiert. Die gemessene Geschwindigkeit ergibt sich daher aus dem Integral der Geschwindigkeitsverteilung  $v(r)$  über den Durchmesser. Wird das Geschwindigkeitsprofil rotationssymmetrisch angenommen, wie es bei ungestörten Strömungen theoretisch der Fall ist, muß nicht über den gesamten Durchmesser, sondern nur über den Radius  $R$  des Rohrs integriert werden:

$$v_{\text{Ultraschall}} = \frac{1}{R} \cdot \int_R v(r) \cdot dr \quad . \quad (7.31)$$

Von Interesse ist natürlich nicht die mittlere Geschwindigkeit entlang des Ultraschallstrahls, sondern die mittlere Geschwindigkeit im gesamten Rohrquerschnitt  $A$ . Sie ergibt sich als Flächenintegral über die Geschwindigkeitsverteilung  $v(A)$  des Profils:

$$\bar{v} = \frac{1}{A} \cdot \int_A v(A) \cdot dA \quad . \quad (7.32)$$

Als  $r_{\text{dev}}$ -Faktor wird der Quotient aus gemessener und über den Rohrquerschnitt gemittelter Geschwindigkeit bezeichnet [17]:

$$r_{\text{dev}} = \frac{v_{\text{Ultraschall}}}{\bar{v}} \quad . \quad (7.33)$$

Er beschreibt die systematische Abweichung der Laufzeitmessung mit zwei Ultraschallschranken. Zur Bestimmung des Kalibrierkurvenverlaufs muß der  $r_{\text{dev}}$ -Faktor als Funktion der Geschwindigkeit bestimmt werden. Voraussetzung dafür ist die Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung über dem Rohrquerschnitt. Obwohl diese nicht exakt bekannt ist, kann sie nach dem Gersten-Herwig-Gesetz annähernd beschrieben werden [18, 19]. Die Berechnung ist allerdings sehr aufwendig. Eine

einfachere, aber ausreichende Beschreibung der ungestörten voll ausgebildeten Rohrströmung liefert das Potenzgesetz [41]:

$$v(r) = \hat{v} \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} . \quad (7.34)$$

Die maximale Geschwindigkeit  $\hat{v}$  liegt in der Rohrmitte vor. Von dort aus nimmt die Geschwindigkeit potenzförmig zum Rand hin ab. Der geschwindigkeitsabhängige Parameter  $n$  bestimmt die Stärke der Krümmung. Empirisch ermittelte Werte können bei Schlichting entnommen werden [36]. Mit der gegebenen Geschwindigkeitsverteilung lassen sich die mittleren Geschwindigkeiten entlang des Ultraschallstrahls und über dem gesamten Rohrquerschnitt berechnen. Die Ultraschallschranken erfassen dabei die Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} v_{\text{Ultraschall}} &= \frac{1}{R} \cdot \int_0^R \hat{v} \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot dr \\ &= \hat{v} \cdot \frac{n}{n+1} . \end{aligned} \quad (7.35)$$

Über dem Rohrquerschnitt ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit zu:

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \hat{v} \cdot \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot r \cdot d\phi \cdot dr \\ &= \hat{v} \cdot \frac{2n^2}{(2n+1) \cdot (n+1)} . \end{aligned} \quad (7.36)$$

Der  $r_{\text{dev}}$ -Faktor ist der Quotient aus der Geschwindigkeit des Linienintegrals und der Geschwindigkeit im Rohrquerschnitt:

$$r_{\text{dev}} = \frac{2n+1}{2n} = 1 + \frac{1}{2n} . \quad (7.37)$$

Für Geschwindigkeitswerte zwischen  $v = 1 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  ist der  $r_{\text{dev}}$ -Faktor als Funktion der Geschwindigkeit in Abbildung 7.12 aufgetragen.

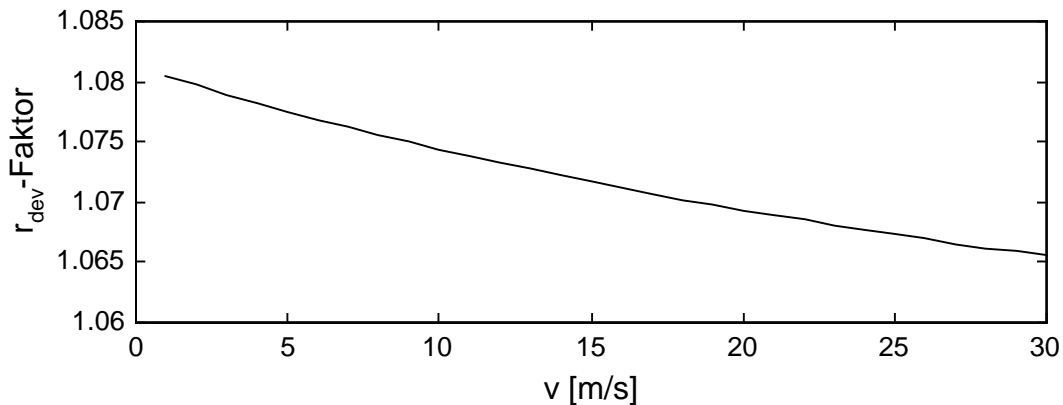


Abbildung 7.12: Berechneter  $r_{dev}$ -Faktor als Funktion der Geschwindigkeit

Bei der Auswertung der Ergebnisse der Laufzeitmessungen sind aufgrund des  $r_{dev}$ -Faktors Abweichungen in Höhe zwischen plus 6,5 und 8 Prozent zu erwarten. Diese systematische Abweichung muß für jede Messung korrigiert werden. Für die Korrektur gilt:

$$\bar{v} = \frac{v_{mess}}{r_{dev}(\bar{v})} \quad (7.38)$$

Der Meßwert muß durch den  $r_{dev}$ -Faktor, der sich bei der mittleren Geschwindigkeit im gesamten Querschnitt ergibt, dividiert werden. Die mittlere Geschwindigkeit ist allerdings unbekannt und soll berechnet werden. Der Meßwert ist im zu untersuchenden Meßbereich zwischen  $v = 2 \text{ m/s}$  und  $v = 24 \text{ m/s}$  durchschnittlich 7,5 Prozent höher als die mittlere Geschwindigkeit. Als Schätzwert für die mittlere Geschwindigkeit kann daher 93 Prozent des gemessenen Werts angenommen werden. Zur Korrektur der systematischen Abweichung der Meßwerte dient folgende Berechnung:

$$\bar{v} \approx \frac{v_{mess}}{r_{dev}(0,93 \cdot v_{mess})} \quad (7.39)$$

Alle im folgenden Kapitel aufgeführten Meßergebnisse ungestörter Profile werden nach dieser Formel korrigiert.

### **8 Meßergebnisse ungestörter Profile**

Die Grundlagen und die mathematischen Hintergründe der Laufzeitmessung stochastischer Strukturen im bewegten Fluid zwischen zwei Ultraschallschranken sind in Kapitel 7 beschrieben. An dieser Stelle müssen die gewonnenen Erkenntnisse in praktischen Messungen angewandt, auf Tauglichkeit geprüft und beurteilt werden. Zunächst sollen Messungen bei voll ausgebildeter Rohrströmung analysiert werden. Das Rohr besitzt einen Durchmesser von  $D = 0.1m$ . Die Messungen am ungestörten Profil liegen für Geschwindigkeiten zwischen  $v = 2m/s$  und  $v = 30m/s$  in Abständen von  $v = 2m/s$  vor. Pro Geschwindigkeitsstufe existieren zwei zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgenommene Datensätze mit jeweils 50 Einzelmessungen. Durch die unabhängigen Datensätze können Aussagen bezüglich der Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse gemacht werden. Zu jeder einzelnen Messung gehört eine Referenzgeschwindigkeit eines Turbinenradzählers, die allerdings nur im Meßbereich zwischen  $v = 2m/s$  und  $v = 24m/s$  mit einer Toleranz von einem Prozent als wahre Geschwindigkeit angenommen werden kann. Jede Messung besteht aus drei Datensätzen, die zu drei Ultraschallwandlerschranken gehören. Die Schranken sind im Abstand von  $d = 0.03m$  und  $d = 0.07m$  hintereinander angeordnet. Dadurch lassen sich Auswertungen mit den Schrankenabständen  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.07m$  und  $d = 0.1m$  durchführen. Der Ultraschallsignalträger besitzt eine Trägerfrequenz von  $f_T = 220kHz$ , wird mit  $f_a = 20kHz$  unterabgetastet und analog-digital gewandelt. Es liegen 16284 einzelne Werte pro Messung vor, was einer Meßzeit von  $0,8192s$  entspricht. Die aufgenommenen Meßwerte werden nach der in Kapitel 4 vorgestellten Methode der komplexen Bandpaßabtastung demoduliert. Neben diesen grundlegenden umfangreichen Meßdaten existieren weitere Datensätze, um spezielle Fragen zu klären. So liegen Messungen mit den Schrankenabständen  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.06m$  und  $d = 0.09m$  vor, um Einflüsse des Schrankenabstands auf die Kreuzkorrelationsfunktion bei verschiedenen Geschwindigkeiten zu untersuchen. Auch Messungen mit unterschiedlichen Frequenzen des Ultraschallsignalträgers werden analysiert, um Fragen der Wechselwirkung zwischen Ultraschall und Fluid zu klären. Das vorliegende Kapitel widmet sich ausschließlich der Geschwindigkeitsmessung ungestörter Profile. Die Anwendung der Meßmethoden



bei gestörten Profilen hinter Einbauten wie Einfach- oder Raumkrümmer wird in Kapitel 9 vorgestellt.

### **8.1 Ergebnisse der Kreuzkorrelationsfunktion**

Nach der Demodulation der aufgenommenen Meßsignale mit Hilfe der komplexen Bandpaßabtastung stehen sowohl die zeitlichen Verläufe der Amplituden- als auch der Phasenmodulation zur weiteren Signalverarbeitung zur Verfügung. Daher ist zunächst zu klären, durch die Auswertung welcher dieser beiden Modulationsarten die besseren Ergebnisse bei der Laufzeitmessung erzielt werden können. Interessant ist auch der Zusammenhang zwischen der Amplituden- und der Phasenmodulation. Beide Modulationsformen werden, wie in Kapitel 3 beschrieben, durch ähnliche physikalischen Effekte, wie Druck-, Dichte- und Temperaturänderungen im Fluid hervorgerufen. Die Effekte üben allerdings auf beide Modulationsarten unterschiedlich starkes Gewicht aus. Aus dieser Überlegung heraus muß auch eine Ähnlichkeit der Amplitudenmodulation der einen Schranke mit der Phasenmodulation der anderen Schranke nachzuweisen sein. Um die Ergebnisse der sich daraus ergebenden vier Kombinationen miteinander zu vergleichen, werden zwei Beurteilungskriterien zugrunde gelegt. Zum einen ist die Höhe des Maximums der normierten Kreuzkorrelationsfunktion ein Maß für die Ähnlichkeit der beiden Signale. Voraussetzung für eine zuverlässige Signalverarbeitung ist ein Maximum, das sich eindeutig aus dem übrigen Funktionsverlauf abhebt und einfach zu detektieren ist. Das wichtigste Kriterium sind allerdings die Abweichungen der Meßergebnisse von den zu messenden Referenzgeschwindigkeiten. Ausgegangen wird zunächst von einem Schrankenabstand der Größe  $d = 0.03m$ . Abbildung 8.1 stellt beispielhaft die Korrelationsfunktionen für die vier Kombinationsmöglichkeiten bei einer Geschwindigkeit von  $v = 10m/s$  dar. In allen vier Fällen tritt das Maximum der Kreuzkorrelation deutlich aus dem übrigen Funktionsverlauf hervor. Die jeweilige Höhe unterscheidet sich jedoch stark. Die höchste Ähnlichkeit beider Schranken mit einem Wert von ungefähr 0,9 ergibt sich bei der Auswertung der beiden

Phasensignale. Der Vergleich beider Amplitudensignale liefert dagegen mit ungefähr 0.5 einen deutlich niedrigeren Wert.

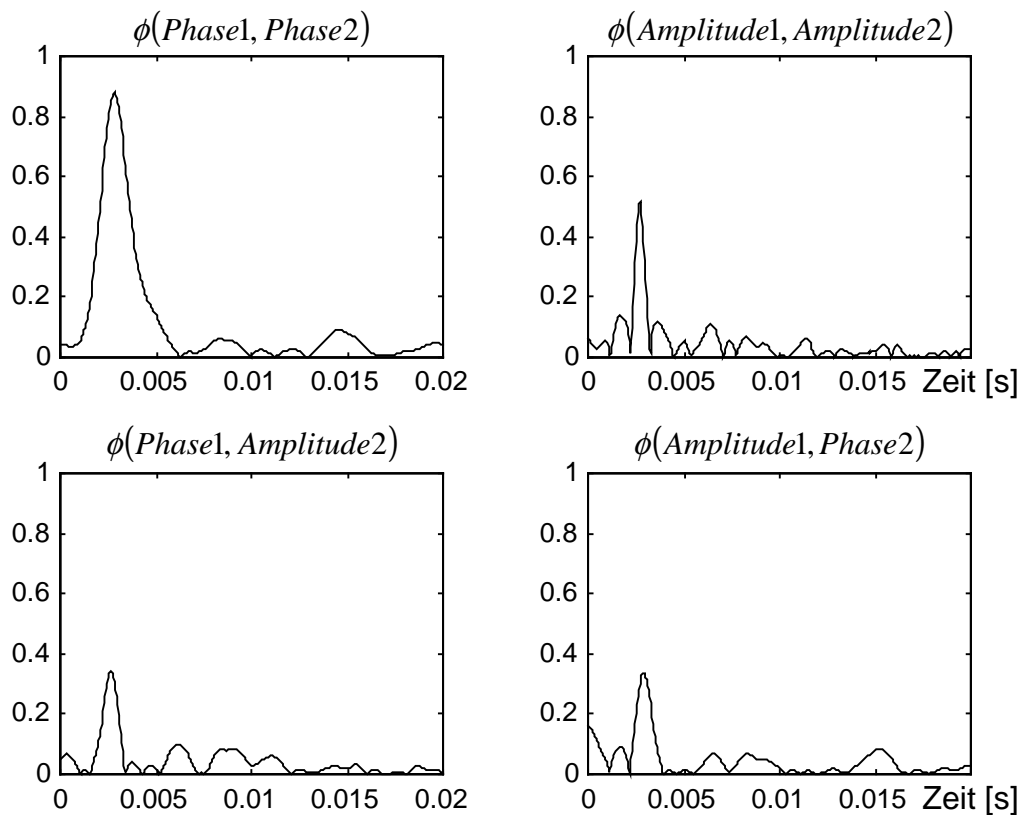


Abbildung 8.1: Kreuzkorrelationsfunktion der vier Kombinationsmöglichkeiten der Signale beider Schranken bei einer Geschwindigkeit von  $v = 10\text{ m/s}$

Auch die Kreuzkorrelationsfunktionen des Phasensignals der einen und des Amplitudensignals der anderen Schranke führen zu einem eindeutig zu identifizierenden Maximum mit einer Höhe von ungefähr 0,35. Da nicht identische Ursachen der Phasen- und Amplitudenmodulation zugrunde liegen, ist die Höhe des Maximums so klein. Damit ist allerdings anhand von Meßergebnissen der Nachweis erbracht, daß die Modulation der Phase und die der Amplitude auf ähnlichen physikalischen Ursachen beruhen. Für die praktische Anwendung sind diese beiden Kombinationen allerdings nicht geeignet. Läge keine Dissipation der modulierenden Strukturen zwischen beiden Schranken vor, so hätten alle Maxima der normierten

Kreuzkorrelationsfunktionen der Phasen- und Amplitudensignale den Wert Eins. Auf dem Weg von der ersten zur zweiten Schranke zerfallen jedoch vorhandene Strukturen, während gleichzeitig neue entstehen. Dadurch sind die vom Ultraschallträger erfaßten Strukturmuster an beiden Schranken nicht identisch, sondern nur ähnlich. Mit zunehmender Dissipation nimmt die Ähnlichkeit der Signale ab, und die Höhe der Maxima sinkt. Daraus läßt sich folgern, daß die Strukturen, die für die Phasenmodulation verantwortlich sind, zwischen beiden Schranken langsamer zerfallen als diejenigen, die eine Modulation der Amplitude hervorrufen. Die absolute Höhe der Maxima steht in Zusammenhang mit dem Schrankenabstand und der Geschwindigkeit. Dies verdeutlicht Abbildung 8.2. Für die drei Schrankenabstände  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.07m$  und  $d = 0.1m$  ist die Höhe des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion der Phasensignale in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit aufgetragen.

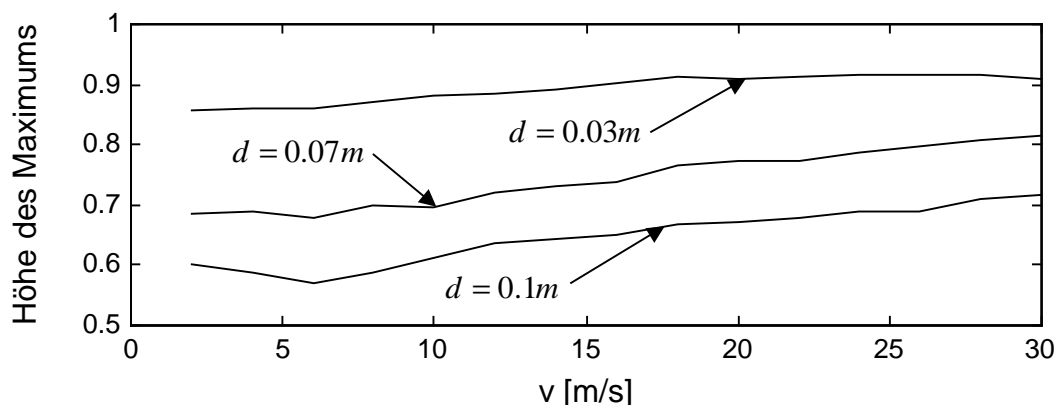


Abbildung 8.2: Abhängigkeit der Höhe des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion der Phasensignale vom Schrankenabstand und von der Geschwindigkeit

Je kleiner der Abstand der beiden Ultraschallschranken wird, desto höhere Maxima der Kreuzkorrelationsfunktion ergeben sich. Die Laufzeit der Strukturen zwischen beiden Schranken steigt mit größer werdendem Abstand. Zunehmende Laufzeit ist wiederum verbunden mit einer höheren Dissipation der Strukturen und daher mit einer sinkenden Ähnlichkeit der zu vergleichenden Signale. Dies führt zu einer Abnahme der Höhe des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion. Bei einer

Vergrößerung des Schrankenabstands von  $d = 0.03m$  auf  $d = 0.1m$ , das entspricht einer mehr als dreifachen Laufzeit, fällt die durchschnittliche Höhe der Maxima um beinahe 30 Prozent. Einen ähnlichen Einfluß wie der Schrankenabstand hat die Geschwindigkeit auf den Grad der Ähnlichkeit. Mit größer werdender Geschwindigkeit verkürzt sich die Signallaufzeit. Zu erwarten wäre ein deutliches Ansteigen der Höhe der Maxima mit steigender Geschwindigkeit. Dieser Effekt ist allerdings nur sehr gering ausgeprägt. Verdreifacht sich die Laufzeit bei einer Verringerung der Geschwindigkeit von  $v = 30m/s$  auf  $v = 10m/s$ , so fallen die Höhen der Maxima je nach Schrankenabstand nur zwischen fünf und sechzehn Prozent. Dieser Effekt läßt sich nur dadurch erklären, daß sich die Charakteristika der Strukturen mit der Geschwindigkeit ändern. Je kleiner die Geschwindigkeit, desto beständiger sind die Strukturen. Trotz größerer Laufzeiten bleibt der Einfluß auf beide Ultraschallschranken weitestgehend erhalten. Mit zunehmender Geschwindigkeit steigt die Dissipation, und der Einfluß der verringerten Laufzeit wird durch den schnelleren Zerfall der Strukturen beinahe aufgehoben. Geht es nach der Höhe der Maxima, eignet sich die Auswertung der Modulation der Phase besser als die der Amplitude zur Bestimmung der Laufzeit. Der Schrankenabstand sollte dabei möglichst klein sein. Dem gegenüber steht die Forderung der Geschwindigkeitsauflösung nach großen Schrankenabständen. erinnert sei an Abbildung 7.3. Gefordert wird ein möglichst großer Schrankenabstand, um eine hohe Auflösung zu erhalten. Dies ist auch leicht verständlich, da mit größer werdendem Schrankenabstand auch die zu messende Laufzeit zunimmt, und dies zu einer besseren Auflösung bei einer gegebenen festen Abtastfrequenz führt. Auf den für die Auswertung der Messungen optimalen Schrankenabstand wird unter Berücksichtigung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse an späterer Stelle eingegangen.

Nicht nur die Höhe, auch die Form der Maxima ändert sich in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Dies ist beispielhaft in Abbildung 8.3 für einen Schrankenabstand von  $d = 0.1m$  bei Auswertung der Phasenmodulation für die Geschwindigkeiten  $v = 10m/s$ ,  $v = 20m/s$  und  $v = 30m/s$  dargestellt. Mit zunehmender Geschwindigkeit werden die Maxima der Kreuzkorrelationsfunktion schmäler. Aus Sicht der Signalverarbeitung ist ein schmaler Verlauf im Bereich des Maximums mit steilen

Flanken besser zur Bestimmung der Laufzeitverschiebung geeignet als ein breiter Verlauf mit niedrigen Flankensteigungen.

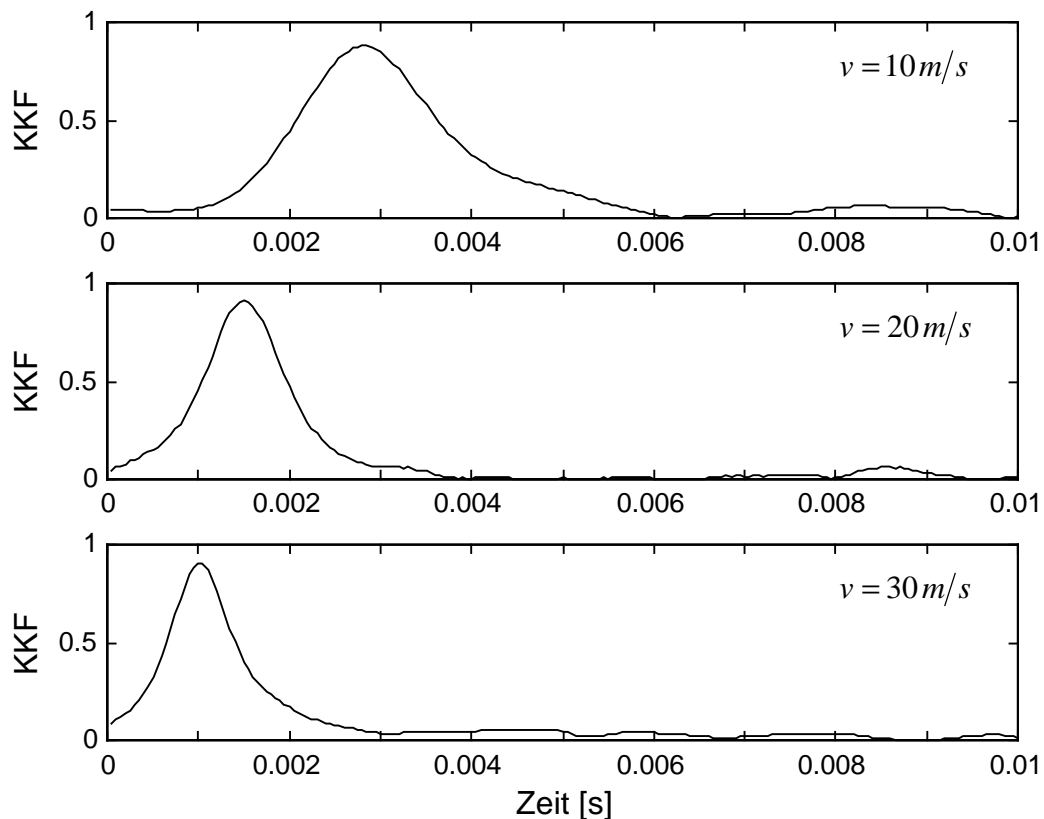


Abbildung 8.3: Form des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion für die Geschwindigkeiten  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  bei konstantem Schrankenabstand  $d = 0.1 \text{ m}$

Ein direkter Vergleich der Form der Korrelationsmaxima für die drei Geschwindigkeiten ist aufgrund der unterschiedlichen Laufzeiten nur schwer möglich. Aus diesem Grund zeigt Abbildung 8.4 die Maxima der Kreuzkorrelationsfunktionen für die Geschwindigkeiten  $v = 10 \text{ m/s}$ ,  $v = 20 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$  bei konstanter Laufzeit der Strukturen zwischen beiden Schranken. Die Form der Maxima ist auf diese Weise nur noch von der Geschwindigkeit abhängig. Um eine konstante Laufzeitverschiebung zu erhalten, sind die

Schrankenabstände  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.06m$  und  $d = 0.09m$  der Geschwindigkeit angepaßt.

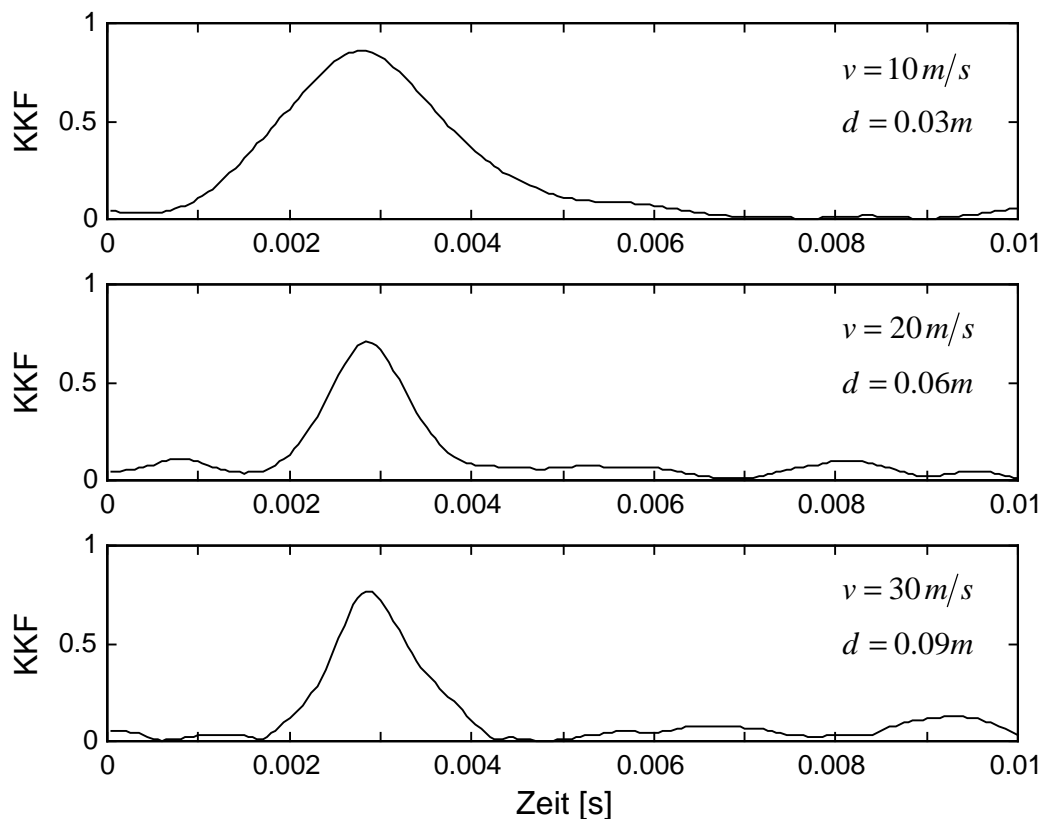


Abbildung 8.4: Form des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion für die Geschwindigkeiten  $v = 10\text{ m/s}$ ,  $v = 20\text{ m/s}$  und  $v = 30\text{ m/s}$  bei konstanter Laufzeit

Auffällig ist, daß die Form der Kurve im Bereich des Maximums nur zwischen den Geschwindigkeiten  $v = 10\text{ m/s}$  und  $v = 20\text{ m/s}$  schmaler wird. Zu höheren Geschwindigkeiten hin ist keine markante Änderung dieser Form mehr zu verzeichnen. Ein breites Maximum entsteht dadurch, daß sich unterschiedliche Laufzeiten einzelner Strukturen überlagern. Je geringer die Laufzeitschwankungen ausfallen, um so schmaler fällt die Form im Bereich der Maxima aus. Es kann gefolgert werden, daß kleine Strömungsgeschwindigkeiten hohe Laufzeitunterschiede der Strukturen erzeugen. Mit zunehmender Geschwindigkeit nehmen die Schwankungen der Laufzeit der Strukturen ab.

Das Erzielen möglichst hoher und steiler Maxima der Kreuzkorrelationsfunktion kann natürlich nicht allein die Konfiguration des Meßsystems hinsichtlich des Schrankenabstands und die Auswahl der geeigneten Modulationsart bestimmen. Entscheidend ist die Abweichung der Meßwerte von den zu ermittelnden wahren Werten. Die relative Abweichung berechnet sich zu:

$$\Delta v_{mess} = \frac{v_{mess} - v_{wahr}}{v_{wahr}} \quad . \quad (8.1)$$

Als wahrer Wert wird die Referenzgeschwindigkeit des Turbinenradzählers angenommen. Wie schon in Kapitel 6 erwähnt, liefert der Turbinenradzähler allerdings nur im Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2 \text{ m/s}$  und  $v = 24 \text{ m/s}$  zuverlässige Werte.

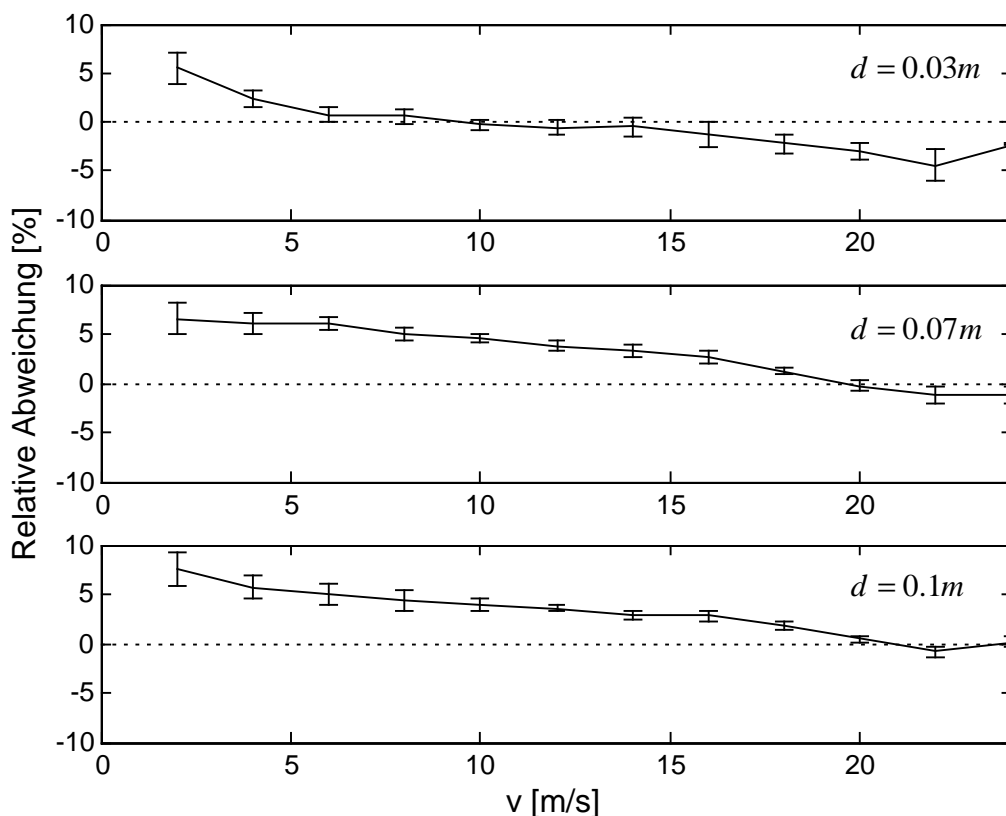


Abbildung 8.5: Ergebnisse der Auswertung der Phasenmodulation für die Schrankenabstände  $d = 0.03 \text{ m}$ ,  $d = 0.07 \text{ m}$  und  $d = 0.1 \text{ m}$

Daher erfolgt die Darstellung der Meßergebnisse auch nur für diesen Geschwindigkeitsbereich. Die relativen Abweichungen von 50 Messungen werden pro Geschwindigkeitsstufe gemittelt und die Standardabweichungen der Abweichungen bestimmt. Alle Ergebnisse sind bereits um die systematische Abweichung des  $r_{\text{dev}}$ -Faktors korrigiert. Je kleiner der Mittelwert und die Standardabweichung sind, desto besser sind die Ergebnisse der Messungen. Die Auswertungen ergeben, daß die Signalverarbeitung der Amplitudenmodulation weitaus schlechtere Ergebnisse liefert als die der Phasenmodulation. Aus diesem Grund wird auf die Darstellung dieser Ergebnisse verzichtet. Abbildung 8.5 zeigt die Ergebnisse der Phasenmodulation für die drei Schrankenabstände  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.07m$  und  $d = 0.1m$ . Die Kurvenverläufe der Mittelwerte der Meßwertabweichungen haben für alle drei Schrankenabstände einen ähnlichen Verlauf.

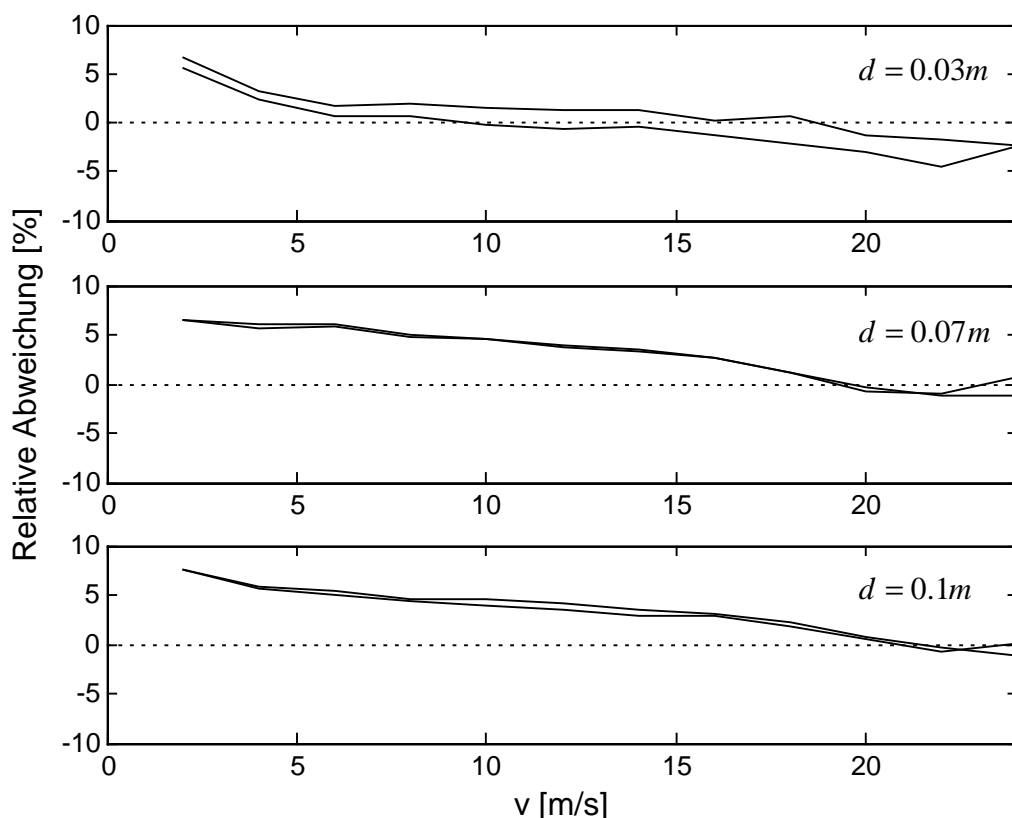


Abbildung 8.6: Darstellung der Meßergebnisse zweier unabhängiger Meßreihen zur Beurteilung der Reproduzierbarkeit



Bei einem Schrankenabstand von  $d = 0.03m$  sind die Mittelwerte der Abweichungen am kleinsten. Die Standardabweichung ist aufgrund der schlechteren Geschwindigkeitsauflösung leicht höher als bei den übrigen Abständen. Im Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 6m/s$  und  $v = 14m/s$  liegt die Meßabweichung sogar unter einem Prozent. Für größere Schrankenabstände nimmt die Abweichung der Meßwerte zu. Gleichzeitig sinkt jedoch die Standardabweichung auf unter ein Prozent. Wenn die Abweichungen der Meßwerte reproduzierbar sind, läßt sich eine Kalibrierkurve bestimmen und damit die Genauigkeit der Meßergebnisse verbessern. Abbildung 8.6 stellt die Mittelwerte der Meßabweichungen zweier unabhängig voneinander aufgenommenen Meßreihen für die Schrankenabstände  $d = 0.03m$ ,  $d = 0.07m$  und  $d = 0.1m$  dar. Im relevanten Meßbereich zwischen  $v = 2m/s$  und  $v = 24m/s$  sind die Meßabweichungen der ersten und zweiten Meßreihe für den Schrankenabstand  $d = 0.07m$  fast identisch. Für kleinere Abstände unterscheiden sich die Abweichungen beider Meßreihen stärker. Dies ist auf die schlechtere Geschwindigkeitsauflösung zurückzuführen. Für größere Abstände relativiert die zunehmende Dissipation der Strukturen die bessere Geschwindigkeitsauflösung. Für einen Schrankenabstand der Größe  $d = 0.07m$  lassen sich die Meßergebnisse am besten kalibrieren.

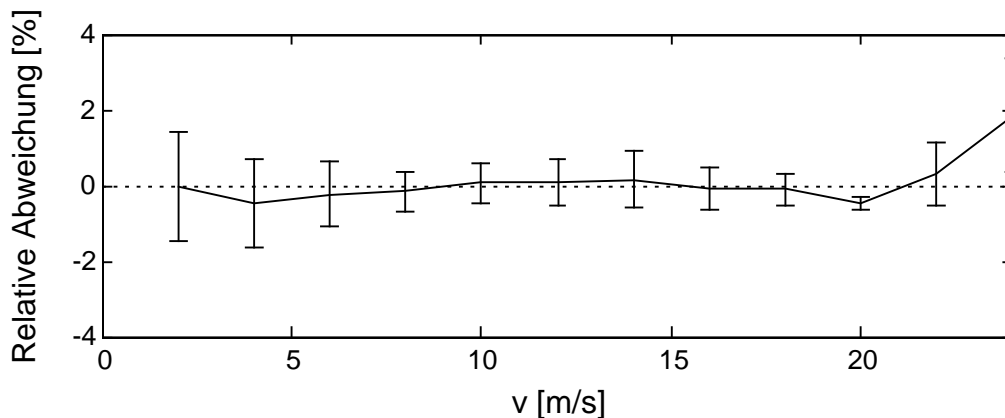


Abbildung 8.7: Kalibrierte Meßergebnisse der Phasenmodulation für einen Schrankenabstand von  $d = 0.07m$

Abbildung 8.7 zeigt die Mittelwerte und Standardabweichungen der relativen Meßabweichungen, wenn zur Kalibrierung der Ergebnisse der zweiten Meßreihe die Abweichungen der ersten Meßreihe berücksichtigt werden. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Meßabweichungen liegen fast im gesamten Meßbereich unter einem Prozent. Die Abweichungen der Meßergebnisse lassen sich somit durch Kalibrierung fast vollständig unterdrücken. Die verbleibende Meßunsicherheit hat eine so kleine Toleranz, daß sie sowohl auf die Abweichungen der Referenzmessungen des Turbinenradzählers als auf die jeweilige Geschwindigkeitsauflösung zurückzuführen ist. Es stellt sich jedoch die Frage, warum eine Kalibrierung der Meßergebnisse überhaupt notwendig ist. Der in Kapitel 7 hergeleitete  $r_{\text{dev}}$ -Faktor beschreibt die systematische Abweichung der Meßergebnisse, die sich aus dem Unterschied des gemessenen Linienintegrals mit dem zu bestimmenden Flächenintegral ergibt. In den dargestellten Ergebnissen ist diese Abweichung bereits berücksichtigt. Trotzdem weisen die Meßergebnisse eine verbleibende systematische Abweichung auf. Sie resultiert aus der Tatsache, daß durch Auswertung der Kreuzkorrelation nicht die mittlere Geschwindigkeit ermittelt wird. Wie bereits in Kapitel 7 behandelt, wird der Modalwert, das heißt die Geschwindigkeit der Strukturen bestimmt, die am häufigsten die stärksten Modulationen verursachen. Die so entstehenden Abweichungen beschreiben den Unterschied zwischen Modal- und Mittelwert und lassen sich nur durch Kalibrierung der Ergebnisse korrigieren.

### **8.2 Ergebnisse der Analyse des Summensignals**

Neben der korrelativen Laufzeitmessung kann die Geschwindigkeit turbulenter Strukturen im Fluid mit Hilfe der Signalanalyse des Summensignals beider Ultraschallschranken bestimmt werden, Kapitel 7.2. An dieser Stelle sollen die mit dieser Meßmethode berechneten Ergebnisse vorgestellt werden. Aufgrund der Resultate der korrelativen Laufzeitmessung werden auch hier nur die Ergebnisse der Phasen- und nicht der Amplitudenmodulation berücksichtigt. Als Grundlage der Auswertungen stehen die beiden gleichen Datensätze zur Verfügung, die schon der Laufzeitberechnung mittels Korrelation als Eingangssignale dienten. Wie bereits beschrieben, erfolgt die Signalanalyse in zwei Stufen. Zuerst wird die

Schwingungsfrequenz im gefiltertem Frequenzbereich des Summenspektrums bestimmt. Die Ergebnisse für die zwei Datensätze bei einem Schrankenabstand von  $d = 0.03m$  sind in Abbildung 8.8 aufgezeigt. Die berechneten Geschwindigkeiten weisen sehr hohe Abweichungen auf. Für die Geschwindigkeit  $v = 2m/s$  sind die Abweichungen sogar größer als der dargestellte Bereich. Dies stellt jedoch kein Problem dar, weil der Mittelwert der berechneten Geschwindigkeiten nur als Schätzwert dient.

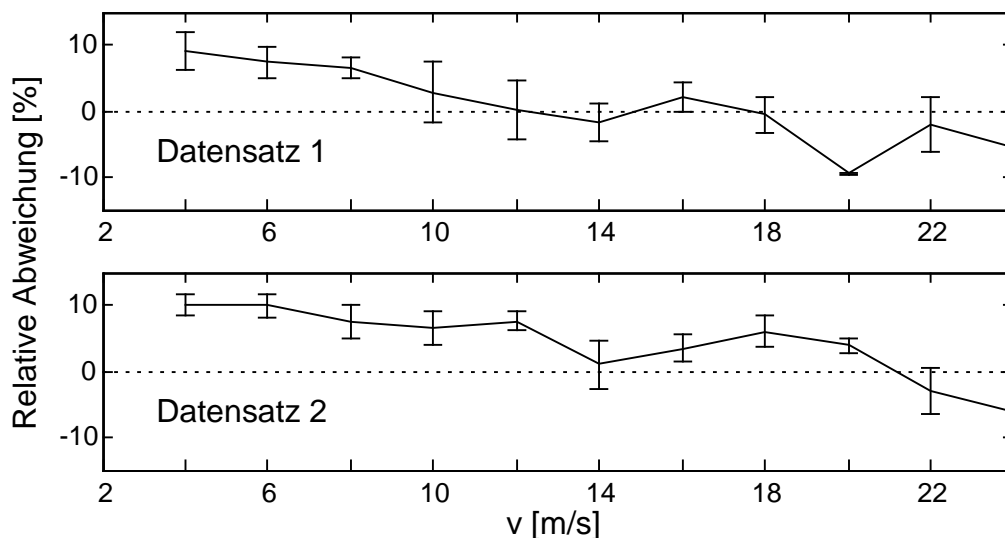


Abbildung 8.8: Meßergebnisse der Auswertung des Spektrums der Cosinus-Schwingung im Summenspektrum für einen Schrankenabstand von  $d = 0.03m$

Mit diesem Schätzwert wird ein Tiefpaßfilter dimensioniert, mit dem das Spektrum des Summensignals soweit entrauscht wird, daß sich die Periodendauer der Schwingung einfach im Spektrum des gefilterten Summensignals ermitteln läßt. Aus dieser Zeit wird schließlich der Meßwert der Durchflußgeschwindigkeit bestimmt. Die Ergebnisse dieses Verfahrens der Laufzeitbestimmung sind in Abbildung 8.9 für einen Schrankenabstand von  $d = 0.03m$  dargestellt. Die beiden oberen Diagramme zeigen die Abweichungen der einzelnen Datensätze. Im unteren Diagramm sind die kalibrierten Ergebnisse aufgetragen. Ähnlich den Ergebnissen der korrelativen Auswertung weisen die Meßergebnisse der einzelnen Datensätze noch

Abweichungen bis zu fünf Prozent auf. Mit Hilfe der Kalibrierung lassen sich diese Abweichungen jedoch stark verringern. Für niedrige Geschwindigkeiten sind die Abweichungen am größten. Dies liegt an der schlechteren Auflösung niedriger Geschwindigkeiten, die in Abbildung 7.11 dargestellt ist.

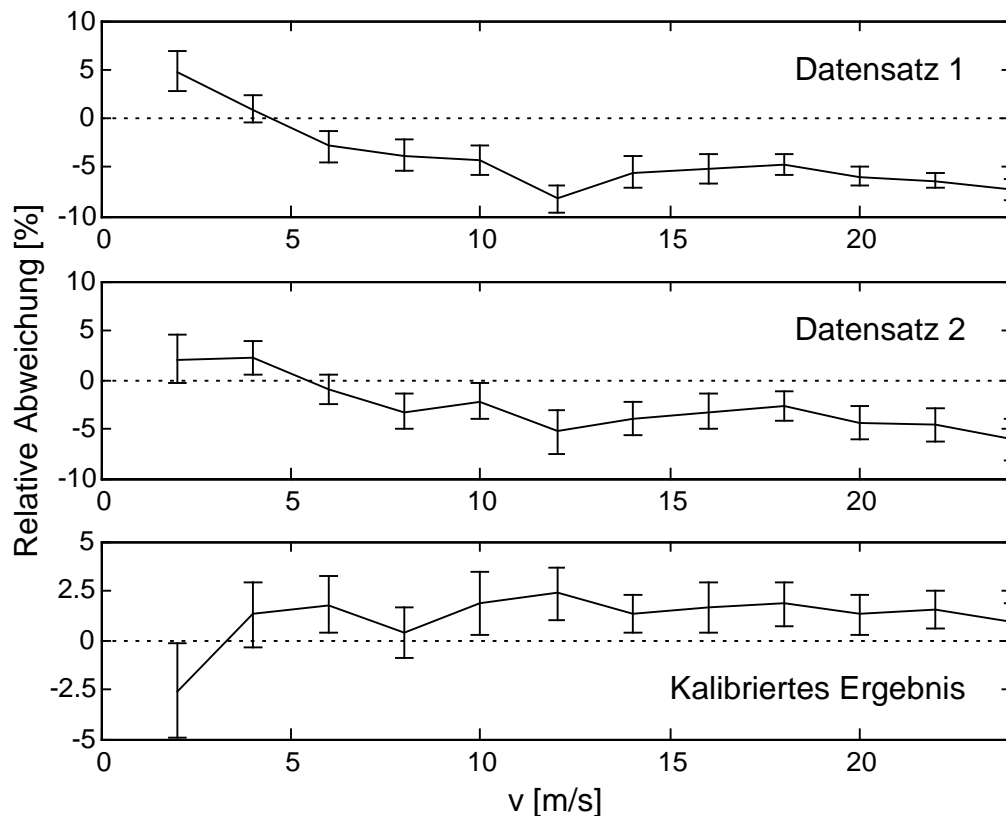


Abbildung 8.9: Meßergebnisse der Auswertung der Periodendauer der Cosinus-Schwingung im Summenspektrum für einen Schrankenabstand von  $d = 0.03m$

Die Auswertung der Korrelationsfunktion hat gezeigt, daß die beste Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse für einen Schrankenabstand von  $d = 0.07m$  gegeben ist. Die Analyse des Summensignals erfordert allerdings möglichst kleine Signallaufzeiten zwischen beiden Schranken, die nur mit kleinen Schrankenabständen zu erzielen sind. Große Laufzeiten führen zu relativ hohen Frequenzen der Cosinus-Schwingung im Spektrum. Diese hohen Frequenzen sind nur sehr schwer in den verrauschten Signalen zu detektieren. Bei der Wahl des Schrankenabstands muß berücksichtigt werden, daß es nicht zu einem

Übersprechen der Ultraschallsignale kommt. Unter Übersprechen ist der Effekt zu verstehen, daß ein Ultraschallempfänger nicht nur die Signale des ihm zugeordneten Ultraschallsenders registriert, sondern auch Signalanteile dem eigentlichen Sender benachbarter Ultraschallwandler. Die Ursachen des Übersprechens setzen sich zusammen aus der Öffnung der Schallkeule und der Verwehung des Ultraschallstrahls in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Die Öffnung der Schallkeule hat auf der Empfängerseite einen Radius der Größe  $0.015m$ . Hinzu kommt eine gemessene Verwehung von bis zu  $0.01m$  bei einer Geschwindigkeit von  $v = 30m/s$ . Aus diesem Grund kann ein Übersprechen der Ultraschallsignale für einen Schrankenabstand von  $d = 0.03m$  in einem Geschwindigkeitsbereich bis zu  $v = 30m/s$  ausgeschlossen werden. Der Schrankenabstand  $d = 0.03m$  ist demnach zur Laufzeitmessung der Strukturen durch Analyse des Summensignals am besten geeignet. Im Gegensatz zur korrelativen Laufzeitbestimmung bietet diese Meßmethode ein noch großes Entwicklungspotential im Bereich der Signalverarbeitung. Zur Filterung der Signale kommen bisher nur die Autokorrelationsfunktion und ein einfacher Tiefpaß zum Einsatz. Hier ist ein Ansatzpunkt, die Meßergebnisse weiter zu verbessern. Die Frequenz der stark verrauschten Cosinus-Schwingung des Summenspektrums läßt sich sicherlich mit Hilfe angepaßter Filterfunktionen noch zuverlässiger bestimmen.

### **8.3 Übergang von der laminaren in die turbulente Strömung**

Den bisherigen Untersuchungen liegt ein Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2m/s$  und  $v = 30m/s$  zugrunde. Für diesen Meßbereich liegt bei einem Rohrdurchmesser von  $D = 0.1m$  eine turbulente Rohrströmung vor. Die damit verbundenen Strukturen modulieren die Ultraschallsignale so markant, daß sich die auftretenden Muster in den Signalen beider Schranken ähneln. Es stellt sich die Frage, wie groß die Geschwindigkeit der Rohrströmung mindestens sein muß, um die Ultraschallsignale ausreichend stark zu modulieren, daß eine Laufzeitbestimmung möglich ist. Der Umschlag der laminaren in die turbulente Strömung erfolgt bei einer Reynolds-Zahl von 2320. In der Strömungsmechanik ist es üblich, anstelle der Geschwindigkeit die Reynolds-Zahl zu verwenden. Sie

berechnet sich aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ , dem Rohrdurchmesser  $D$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$ :

$$\text{Re} = \frac{\bar{v} \cdot D}{\nu} \quad (8.2)$$

Die kinematische Viskosität  $\nu$  ist von der Art des Fluids und der Temperatur abhängig. Für Luft bei einer Raumtemperatur von  $20^\circ\text{C}$  nimmt sie den Wert  $\nu = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  an. Der Umschlag der Strömung vom laminaren in den turbulenten Bereich erfolgt für einen Rohrdurchmesser von  $D = 0.1 \text{ m}$  bei einer Geschwindigkeit von  $v = 0.348 \text{ m/s}$ . Zur Untersuchung der Auswirkungen des Umschlags der Strömung liegen zwei Meßdatensätze für niedrige Strömungsgeschwindigkeiten vor. Die Geschwindigkeiten bewegen sich zwischen  $v = 0.2 \text{ m/s}$  und  $v = 2 \text{ m/s}$  in Abständen von  $v = 0.2 \text{ m/s}$ . Die übrigen Meßparameter entsprechen denen der bereits beschriebenen Werte der Meßreihen für den höheren Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2 \text{ m/s}$  und  $v = 30 \text{ m/s}$ . Es liegen ebenfalls Referenzmessungen des Turbinenradzählers vor. Diese können allerdings nur als Schätzwert für die Geschwindigkeit betrachtet werden, weil der Meßbereich des Turbinenradzählers unterschritten wird.

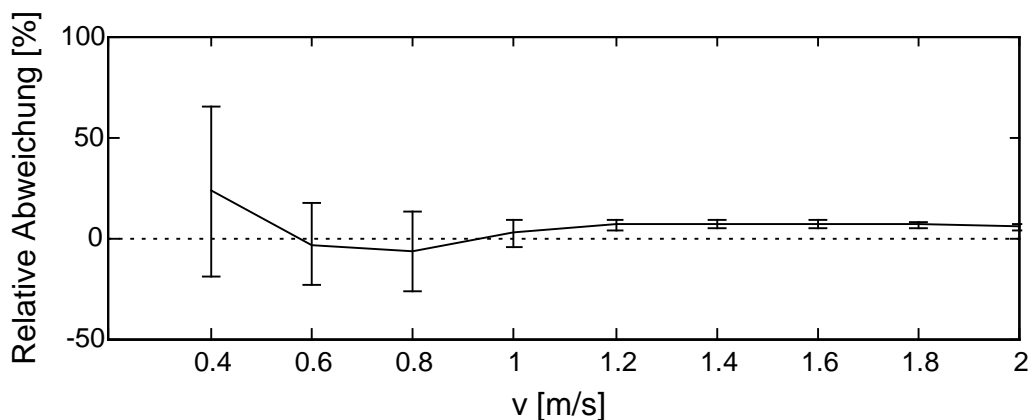


Abbildung 8.10: Meßergebnisse der korrelativen Laufzeitmessung für niedrige Geschwindigkeiten bei einem Schrankenabstand von  $d = 0.03 \text{ m}$

Zunächst werden die Phasenmodulationen der 50 vorliegenden Messungen pro Geschwindigkeitsstufe mit Hilfe der korrelativen Laufzeitmessung ausgewertet. Um die Laufzeiten der Strukturen infolge der niedrigen Geschwindigkeiten nicht zu groß werden zu lassen, wird nur der kleinste Schrankenabstand  $d = 0.03m$  gewählt. Abbildung 8.10 stellt die Ergebnisse dar. Aufgetragen sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der relativen Meßabweichungen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

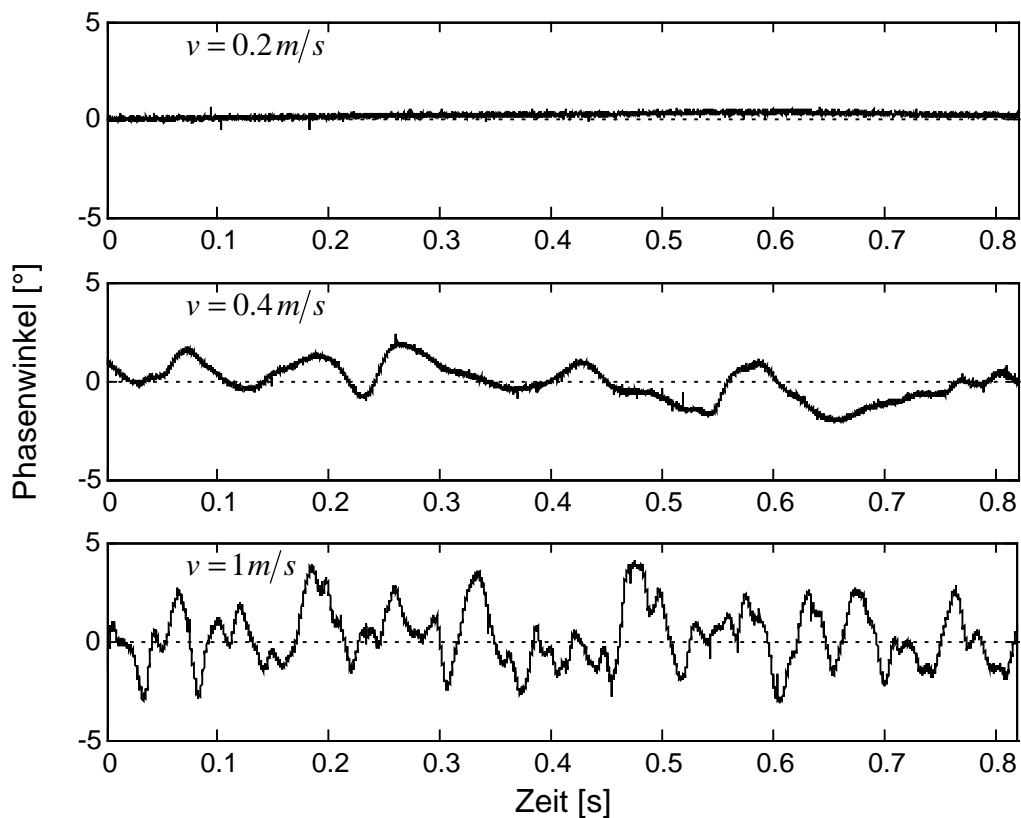


Abbildung 8.11: Zeitsignale der Phasenmodulation für die Geschwindigkeiten  $v = 0.2m/s$ ,  $v = 0.4m/s$  und  $v = 1m/s$

Bei einer Durchflußgeschwindigkeit von  $v = 0.2m/s$  führen die Auswertungen der Kreuzkorrelationsfunktionen zu keinem Ergebnis. Erst ab  $v = 0.4m/s$  lassen sich plausible Werte für die Durchflußgeschwindigkeit ermitteln. Dies entspricht wie erwartet genau dem Übergang von der laminaren in die turbulente Strömung.

Voraussetzung für die Laufzeitmessung ist somit das Vorliegen einer turbulenten Strömung. Nur sie führt zu einer ausreichend starken Modulation des Ultraschallsignalträgers. Die Streuungen nehmen mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit stark ab. Ab einer Geschwindigkeit von  $v = 1.2\text{ m/s}$  nehmen Mittelwert und Standardabweichung Werte unter zehn Prozent an. Um den Ursachen der Ergebnisse auf den Grund zu gehen, zeigt Abbildung 8.11 die Zeitsignale der Phasenmodulation für die drei Geschwindigkeiten  $v = 0.2\text{ m/s}$ ,  $v = 0.4\text{ m/s}$  und  $v = 1\text{ m/s}$ . Sehr gut zu erkennen ist der Übergang von der laminaren in die turbulente Strömung anhand der beiden oberen Zeitfunktionen. Für eine Geschwindigkeit von  $v = 0.2\text{ m/s}$  liegt noch keine Modulation der Phase vor, während für  $v = 0.4\text{ m/s}$  der Phasenverlauf eine niederfrequente Modulation aufweist. Bei dem weiteren Anstieg der Geschwindigkeit auf  $v = 1\text{ m/s}$  nimmt sowohl die Amplitude als auch die Frequenz der Phasenmodulation zu. Einfluß auf die Höhe der Meßabweichungen hat allerdings nur die Frequenz der Phasenmodulation. Eine Verbesserung der Meßabweichungen ist bei niedrigen Geschwindigkeiten daher durch eine Verlängerung der Meßzeit zu erreichen. Grundvoraussetzung bleibt allerdings das Vorliegen einer turbulenten Strömung.

### **8.4 Variation der Signalträgerfrequenz**

Die Wellenlänge  $\lambda$  des Ultraschallsignals läßt sich aus der Frequenz  $f_T$  und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle bestimmen. Die Schallgeschwindigkeit  $c$  ist temperaturabhängig und nimmt für Raumtemperatur in Höhe von  $20^\circ\text{C}$  den Wert  $c = 343.42\text{ m/s}$  an. Die Wellenlänge berechnet sich zu:

$$\lambda = \frac{c}{f_T} \quad . \quad (8.3)$$

Für alle bisher dargestellten Messungen beträgt die Frequenz des Ultraschallsignalträgers  $f_T = 220\text{ kHz}$ . Damit verbunden ergibt sich für die Wellenlänge der Wert  $\lambda = 0.0016\text{ m}$ . Es ist zu vermuten, daß die Größe der Wellenlänge einen erheblichen Einfluß auf die Wechselwirkung zwischen



turbulentem Fluid und Ultraschallsignal hat. Um diesen Zusammenhang näher zu untersuchen, müssen Messungen mit unterschiedlichen Signalträgerfrequenzen verglichen werden. Zur Verfügung stehen jeweils zwei unabhängige Meßreihen für die vier Trägerfrequenzen  $f_T = 300\text{kHz}$ ,  $f_T = 220\text{kHz}$ ,  $f_T = 110\text{kHz}$  und  $f_T = 80\text{kHz}$ . Die entsprechenden Wellenlängen haben die Werte  $\lambda = 0.0011\text{m}$ ,  $\lambda = 0.0016\text{m}$ ,  $\lambda = 0.0031\text{m}$  und  $\lambda = 0.0043\text{m}$ . Aus Gründen der Konfiguration der Sensoren in der Meßkammer kommt es zu unterschiedlichen Schrankenabständen. Für die Frequenzen  $f_T = 300\text{kHz}$  und  $f_T = 110\text{kHz}$  beträgt der Abstand  $d = 0.04\text{m}$ , für  $f_T = 220\text{kHz}$  und  $f_T = 80\text{kHz}$   $d = 0.03\text{m}$ . Die Unterschiede der Abstände sind allerdings so klein, daß ein direkter Vergleich der Ergebnisse dennoch möglich ist. In Kapitel 4 wird erläutert, daß zur Demodulation eine Unterabtastung mit einem ganzzahligen Teiler der Signalträgerfrequenz erforderlich ist. Die Trägerfrequenzen  $f_T = 300\text{kHz}$ ,  $f_T = 220\text{kHz}$  und  $f_T = 80\text{kHz}$  sind mit einer Frequenz von  $f_a = 20\text{kHz}$  und die Trägerfrequenz  $f_T = 110\text{kHz}$  mit  $f_a = 22\text{kHz}$  unterabgetastet. Der für die Signalverarbeitung relevante Frequenzbereich bewegt sich ungefähr bis zu einer Grenzfrequenz von  $f = 3\text{kHz}$ . Nach dem Shannon-Theorem wird dieser Bereich für beide verwendeten Abtastfrequenzen gut aufgelöst. Die Datensätze beschreiben den Meßbereich zwischen  $v = 2\text{m/s}$  und  $v = 30\text{m/s}$  in Abständen von  $v = 2\text{m/s}$  und bestehen jeweils aus 50 Messungen pro Geschwindigkeitsstufe. Für alle Messungen bei Geschwindigkeiten über  $v = 24\text{m/s}$  liegen keine sicheren Referenzgeschwindigkeiten vor. Die Demodulation der Signale erfolgt nach der komplexen Bandpaßabtastung. Die bisherigen Ergebnisse für die Trägerfrequenz  $f_T = 220\text{kHz}$  haben gezeigt, daß die Phasenmodulation für die Signalanalyse besser geeignet ist als die Amplitudenmodulation. Aus diesem Grund dienen ausschließlich die Ergebnisse der Phasenmodulation zur Beurteilung der Frequenzabhängigkeit der Messungen.

Zunächst werden die korrelativen Laufzeiten und damit verbundenen Durchflußgeschwindigkeiten für alle Datensätze berechnet. Die Auswertungen zeigen, daß sich die Qualitäten der Messungen für die einzelnen Trägerfrequenzen stark unterscheiden. Der Grund dafür liegt allerdings nicht immer an den Trägerfrequenzen selbst, sondern auch an der Bauart der verschiedenen Sensoren. Die Charakteristiken der Sensoren unterscheiden sich hinsichtlich Größe,

Gehäusematerialien, Sende- und Empfangcharakteristik erheblich. Dennoch lassen sich aus den Ergebnissen allgemeine Aussagen zur Frequenzabhängigkeit der Wechselwirkung zwischen Ultraschallsignal und Fluid machen. Die Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeiten für die Trägerfrequenz  $f_T = 220\text{kHz}$  sind ausführlich in Kapitel 8.1 beschrieben. Für die Trägerfrequenz  $f_T = 300\text{kHz}$  sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der Meßabweichungen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit in Abbildung 8.12 dargestellt. Zu erwähnen ist, daß es für die Geschwindigkeiten  $v = 22\text{ m/s}$  und  $v = 24\text{ m/s}$  Probleme mit der Reproduzierbarkeit gibt. Die Meßsignale eines Datensatzes sind für diese Geschwindigkeiten stark mit Störungen überlagert.

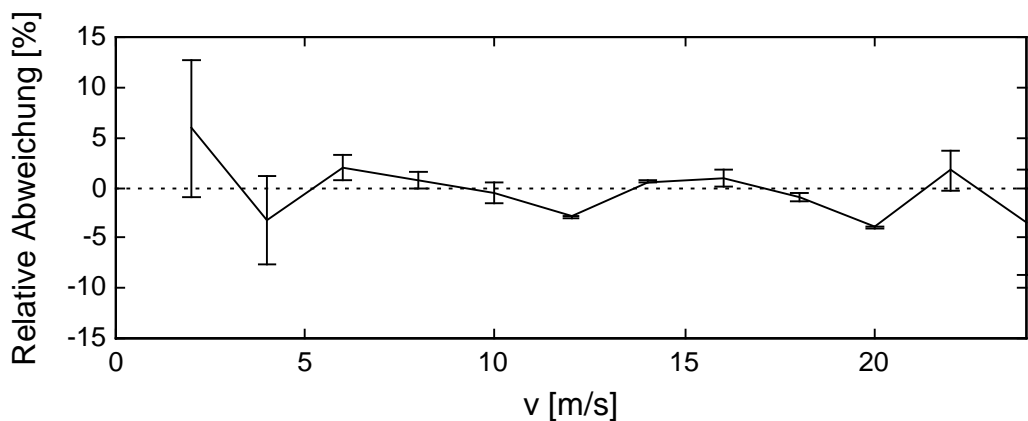


Abbildung 8.12: Meßergebnisse für die Trägerfrequenz  $f_T = 300\text{kHz}$

Die Qualität der Ergebnisse ist zwar nicht so gut wie die für die Trägerfrequenz von  $f_T = 220\text{kHz}$ , doch ist der Verlauf der Mittelwerte der relativen Abweichungen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit bei beiden Trägerfrequenzen sehr ähnlich. Es läßt sich daraus schließen, daß die beiden Trägerfrequenzen hauptsächlich von den gleichen Strukturen mit denselben Geschwindigkeiten moduliert werden. Die Trägerfrequenz  $f_T = 110\text{kHz}$  liefert nur im Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 2\text{ m/s}$  und  $v = 10\text{ m/s}$  zufriedenstellende Ergebnisse, da die Empfangssignale für höhere Strömungsgeschwindigkeiten sehr stark verrauscht sind. Die Ergebnisse werden daher nicht explizit dargestellt. Für die Trägerfrequenz  $f_T = 80\text{kHz}$  sind für

beide Meßreihen die Resultate der Auswertungen in Abbildung 8.13 aufgetragen. Nur im dargestellten Geschwindigkeitsbereich zwischen  $v = 4\text{ m/s}$  und  $v = 22\text{ m/s}$  sind die Meßabweichungen nicht zu groß. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse beider Meßreihen ist zwar nicht sehr gut, aber es läßt sich in beiden Datensätzen eine klare Tendenz erkennen. Die Mittelwerte der Abweichungen sind sehr viel größer als bei den beiden höheren Trägerfrequenzen  $f_T = 220\text{ kHz}$  und  $f_T = 300\text{ kHz}$ . Dies bedeutet, daß die Ultraschallsignale abhängig von der Trägerfrequenz durch verschiedene Strukturen unterschiedlicher Geschwindigkeit moduliert werden. Ultraschallsignale mit hohen Trägerfrequenzen werden von langsameren Strukturen moduliert als Signale mit einer niedrigeren Frequenz.

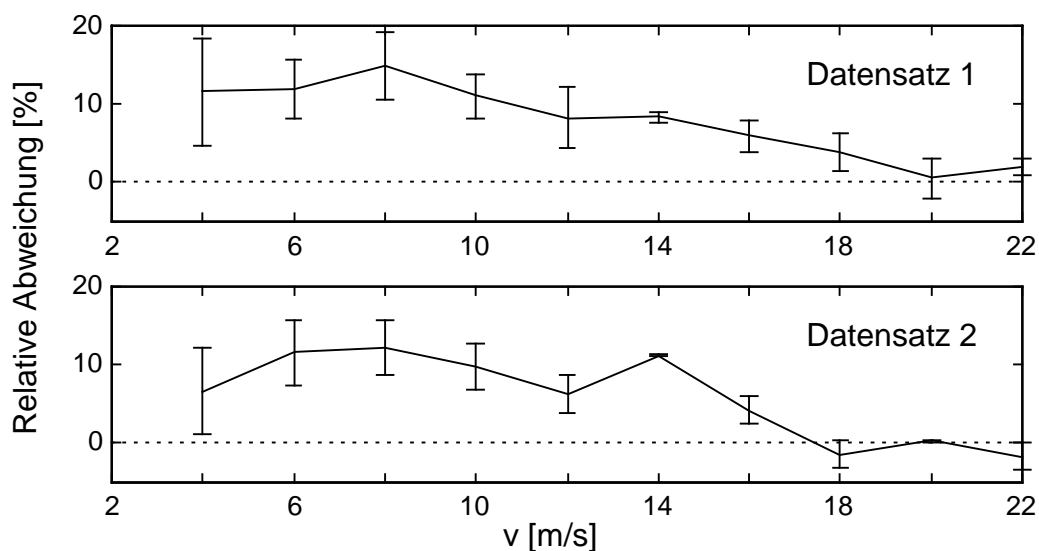
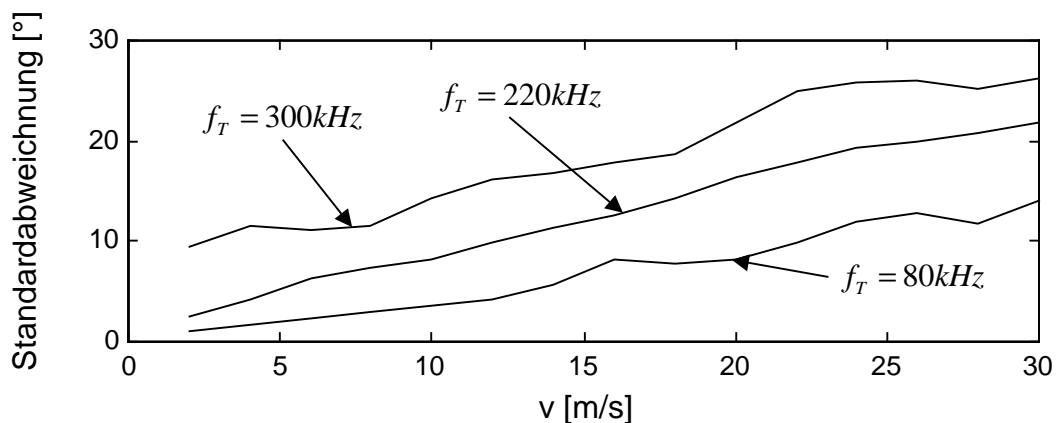


Abbildung 8.13: Meßergebnisse der beiden Datensätze für die Trägerfrequenz  $f_T = 80\text{ kHz}$

Mit steigender Trägerfrequenz verkleinert sich die Wellenlänge, und kleinere Strukturen können aufgelöst werden. Aus dieser Erkenntnis kann geschlossen werden, daß sich nicht alle Strukturen mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. Kleine Strukturen bewegen sich im Fluid langsamer als große Strukturen. Diese Tatsache hat große Auswirkungen auf die Kalibrierung der Geschwindigkeitsmessung turbulenter Strukturen. Der Verlauf der Kalibrierkurve

beschreibt den Unterschied zwischen dem Mittelwert und dem Modalwert der für die Modulation verantwortlichen Geschwindigkeitskomponenten im Fluid. Der Modalwert ist von der Art der aufgelösten Geschwindigkeiten und damit von der Trägerfrequenz abhängig. Daher kann keine für alle Frequenzen geltende Kalibrierung der Messungen vorgenommen werden.

In Kapitel 5 werden ausführlich die Verteilungsfunktionen der Zeitsignale der demodulierten Phasenverläufe analysiert. Es kann gezeigt werden, daß die Signale für alle Trägerfrequenzen normalverteilt sind. Die Mittelwerte der Phasenverläufe nehmen nach der Rekonstruktion der Phase den Wert Null an. Die Charakteristik der Normalverteilung wird durch die Standardabweichung der Zeitsignale der Phasenmodulation beschrieben.



*Abbildung 8.14: Standardabweichung der Häufigkeitsverteilung der Phasenverläufe für die drei Frequenzen  $f_T = 300\text{kHz}$ ,  $f_T = 220\text{kHz}$  und  $f_T = 80\text{kHz}$  als Funktion von der Geschwindigkeit*

Sie ist für die drei Trägerfrequenzen  $f_T = 300\text{kHz}$ ,  $f_T = 220\text{kHz}$  und  $f_T = 80\text{kHz}$  als Funktion von der Geschwindigkeit in Abbildung 8.14 aufgetragen. Die Standardabweichungen nehmen für alle Trägerfrequenzen mit steigender Geschwindigkeit zu. Allerdings unterscheiden sie sich in ihrer jeweiligen absoluten Höhe. Mit steigender Trägerfrequenz macht sich die Phasenmodulation stärker bemerkbar. Da höhere Trägerfrequenzen mit ihrer kleineren Wellenlänge auch von

kleineren Strukturen beeinflusst werden, läßt sich daraus schließen, daß kleine Strukturen zu einem höheren Grad der Phasenmodulation führen als große Strukturen. Damit sind auch die schlechten Ergebnisse bei einer Trägerfrequenz von  $f_T = 80\text{kHz}$  im niedrigen Geschwindigkeitsbereich zu erklären. Die für die Modulation verantwortlichen großen Strukturen sind für niedrige Geschwindigkeiten zu schwach, um den Ultraschallsignalträger für die Laufzeitmessung markant genug zu modulieren.

Aufgrund der Ergebnisse des Vergleichs verschiedener Trägerfrequenzen können zusammengefaßt zwei Erkenntnisse gewonnen werden. Zum einen bewegen sich große Strukturen im Fluid schneller als kleine Strukturen. Zum anderen nimmt die Stärke der Wechselwirkung zwischen Strukturen und Ultraschallsignal mit zunehmender Größe ab.

### **8.5 Ergebnisse der Demodulation mittels komplexer Mischung**

Neben der bisher bei allen Messungen angewandten komplexen Bandpaßabtastung wird in Kapitel 4 ebenfalls die Demodulation mittels komplexer Mischung vorgestellt. Die Datensätze der vier verschiedenen Trägerfrequenzen beinhalten die Rohdaten für beide Arten der Demodulation. Die Berechnung der Phasenmodulation kann parallel mittels komplexer Bandpaßabtastung und komplexer Mischung vorgenommen werden. Nach der mathematischen Herleitung müssen beide Ergebnisse annähernd gleich sein. Ändert sich die Phasenmodulation zwischen den Abtastzeitpunkten des Imaginär- und Realteils nicht, sind die Ergebnisse theoretisch sogar identisch. Die Auswertungen zeigen jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Die komplexe Mischung liefert für alle Trägerfrequenzen und Geschwindigkeiten schlechtere Ergebnisse als die Methode der komplexen Bandpaßabtastung. Sowohl die Mittelwerte als auch die Streuung der Abweichungen sind größer. Die Unterschiede erklären sich in der praktischen Umsetzung beider Verfahren. Während sich bei der komplexen Bandpaßabtastung Fehler nur durch eine ungenaue Taktung zur Abtastung der Imaginär- und Realteile des modulierten Trägersignals ergeben können, bietet die komplexe Mischung mehr Fehlerquellen. Die zur Berechnung der Phasenmodulation benötigten Imaginär- und Realteile der

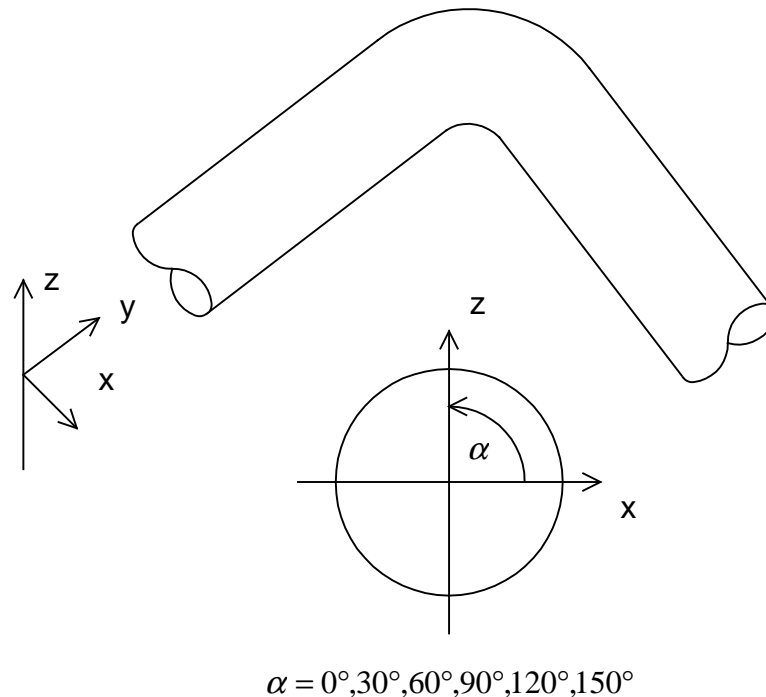
Signale werden in zwei voneinander unabhängigen Kanälen erzeugt, in denen das Empfangssignal mit einer Cosinus- bzw. einer Sinusschwingung multipliziert und tiefpaßgefiltert wird. Die exakte Verschiebung des Trägersignals zur Erzeugung beider Referenzsignale läßt sich noch relativ einfach realisieren. Probleme in der praktischen Anwendung bereitet die Forderung, daß beide Kanäle exakt gleiches Verhalten aufweisen müssen. Allein eine identische Verstärkung beider Kanäle ist kaum zu realisieren. Auch unterschiedliche Toleranzen der Bauteile in beiden Kanälen führen zu Abweichungen, die nicht zu vernachlässigen sind. Die exakte Bestimmung des Übertragungsverhaltens beider Kanäle ließe sich zwar bestimmen und deren Abweichung kompensieren. Das Verfahren wäre aber kostenaufwendig und käme deshalb auch aus wirtschaftlichen Gründen nicht zum Tragen. Aus den Erfahrungen des praktischen Einsatzes beider Demodulationstechniken hat sich gezeigt, daß die komplexe Bandpaßabtastung für den Einsatz im Meßbetrieb sehr viel besser geeignet ist als die Methode der komplexen Mischung. Trotz der Abtastung der Empfangssignale zu  $\pi/2$  verschobenen Zeitpunkten, die zu einer vierfachen Überabtastung des Trägersignals führt, hat sich die komplexe Bandpaßabtastung als einfach anzuwendende und zuverlässige Art der Demodulation bewährt.

## **9 Meßergebnisse hinter Einfach- und Raumkrümmern**

Die bisher dargestellten Meßergebnisse beziehen sich auf eine voll ausgebildete ungestörte Rohrströmung. Das Profil der Strömung kann in diesen Fällen als rotationssymmetrisch angenommen werden. In der industriellen Praxis liegen allerdings sehr häufig gestörte Profile vor. Hinter Einbauten wie Einfach- und Raumkrümmern entsteht ein gestörtes unsymmetrisches Profil der Strömung. Der Grad der Phasenmodulation ist dabei für Geschwindigkeiten ab  $v = 20\text{ m/s}$  so hoch, daß Phasensprünge auftreten, die größer als  $\pm \pi$  sind. Mit den bisherigen Methoden war es nicht möglich, die Phasenmodulation korrekt zu berechnen und einer weiterführenden Signalverarbeitung zu unterziehen. Mit der in Kapitel 5 vorgestellten neuen Methode zur Rekonstruktion der Phasenlage können Meßergebnisse gestörter Profile über dem gesamten Meßbereich zwischen  $v = 2\text{ m/s}$  und  $v = 24\text{ m/s}$  berechnet und bewertet werden. Vergleichbar mit den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Datensätzen der ungestörten Rohrströmung liegen sowohl für einen Einfach- als auch für einen Raumkrümmer zwei unabhängig voneinander aufgenommene Datensätze mit jeweils 50 Messungen vor. Die erste Ultraschallschranke ist in einem Abstand von  $l = 2 \cdot D = 0.2\text{ m}$  hinter dem Ausgang der Krümmer installiert. Bei einem ungestörten rotationssymmetrischen Profil spielt die Orientierung des Meßpfads bezogen auf das Profil keine Rolle. Im Gegensatz dazu ist zu erwarten, daß die Orientierung des Meßpfads in bezug auf die Richtung der Krümmung bei gestörten und unsymmetrischen Profilen sehr wohl einen Einfluß auf die Meßergebnisse hat. Daher setzten sich die Datensätze jeweils aus sechs verschiedenen Meßreihen zusammen, die im Abstand von  $30^\circ$ -Schritten das Profil erfassen. Die genaue Anordnung der Meßpfade ist den Abbildungen 9.1 und 9.4 zu entnehmen. Alle übrigen Parameter der Datensätze entsprechen den verwendeten Parametern der ungestörten Strömung für eine Trägerfrequenz von  $f_T = 220\text{ kHz}$ . Die Auswertung aller Messungen erfolgt mit Hilfe der korrelativen Laufzeitbestimmung.

### 9.1 Einfachkrümmer

Den Aufbau eines 90°-Einfachkrümmers mit einem Krümmungsradius von  $R = 0.118m$  und die verwendete Anordnung der Meßpfade veranschaulicht Abbildung 9.1.



*Abbildung 9.1: Orientierung der Meßpfade beim Einfachkrümmer*

Durch die Umlenkung der Strömung entsteht zunächst eine Drucküberhöhung an der Außenseite der Krümmung. Damit verbunden sinkt in diesem Bereich die Geschwindigkeit der Strömung. An der Innenseite der Krümmung nimmt dagegen der Druck ab und die Geschwindigkeit steigt. Ab der Mitte der Krümmung nimmt der Druck innen wieder zu und außen ab. Die Geschwindigkeiten verhalten sich entgegengesetzt dazu. Durch diese Effekte ist der Hauptströmung im Krümmer eine Sekundärströmung überlagert, die eine Querbewegung in Form eines Doppelwirbels erzeugt [41]. Die am Ausgang des Krümmers vorliegende spiralförmige Doppelströmung läßt sich noch bis zu einer Länge von 50 Rohrdurchmessern



nachweisen [21]. Um den Einfluß des unsymmetrischen Profils auf die Meßergebnisse untersuchen zu können, sind sechs Meßpfade in verschiedenen Richtungen durch das Profil gelegt.

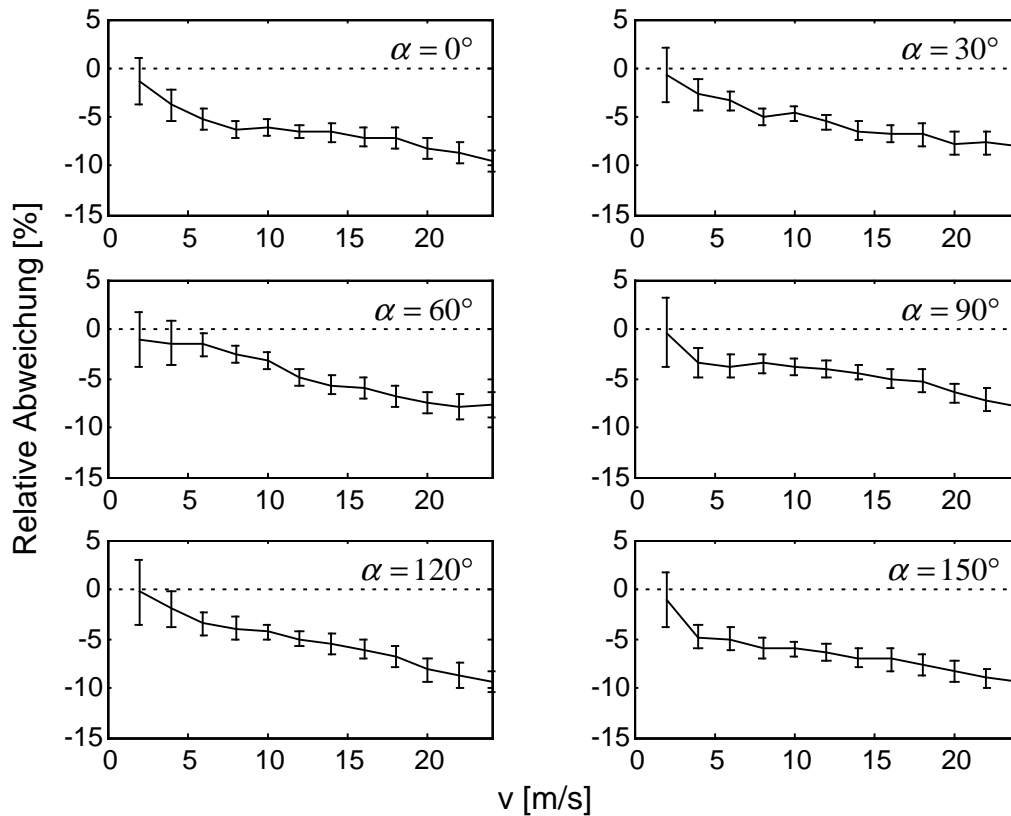


Abbildung 9.2: Ergebnisse der korrelativen Geschwindigkeitsmessung verschiedener Meßpfade in einem Abstand von  $2 \cdot D$  hinter einem Einfachkrümmer

Ein Vergleich der Ergebnisse der drei realisierten Schrankenabstände  $d = 0.03$ ,  $d = 0.07$  und  $d = 0.1$  ergibt, daß genau wie bei der Messung am ungestörten Profil ein Abstand von  $d = 0.07$  zu den besten Resultaten in Bezug auf Meßabweichungen und Reproduzierbarkeit führt. Die Ergebnisse der Messungen sind der Abbildung 9.2 zu entnehmen. Aufgetragen sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der relativen Meßabweichungen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Auffällig ist bei allen sechs Anordnungen der Meßpfade der Verlauf der Mittelwerte. Die gemessenen Geschwindigkeiten liegen immer unter der gesuchten mittleren

Geschwindigkeit. Die Abweichungen nehmen mit steigender Geschwindigkeit weiter zu. Das gilt unabhängig vom Winkel für alle Meßanordnungen. Die in Kapitel 8 dargestellten Meßabweichungen der ungestörten Strömung sind alle um den  $r_{\text{dev}}$ -Faktor korrigiert. Beim Krümmer jedoch kann aufgrund des unbekannten unsymmetrischen Profils kein  $r_{\text{dev}}$ -Faktor berechnet werden. Die Meßabweichungen setzen sich daher aus zwei Komponenten zusammen.

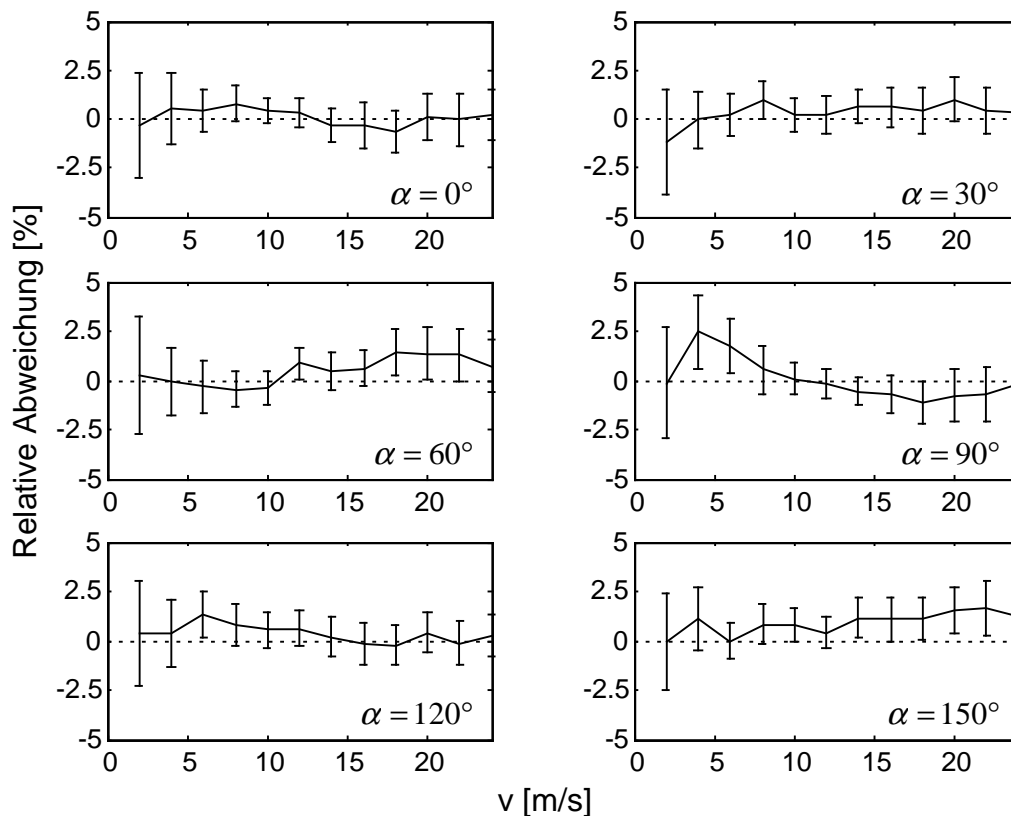


Abbildung 9.3: Kalibrierte Ergebnisse der korrelativen Geschwindigkeitsmessung verschiedener Meßpfade beim Einfachkrümmer

Zum einen führt der Unterschied zwischen dem von der Ultraschallschranke erfaßten Linienintegral zum Flächenintegral der mittleren Geschwindigkeit im gesamten Rohrquerschnitt zu einer systematischen Abweichung. Zum anderen bestimmt die korrelative Laufzeitmessung nicht den Mittelwert, sondern eine Art Modalwert der in der Strömung vorkommenden Geschwindigkeitskomponenten. Um die Abweichungen zu kompensieren, muß eine Kalibrierung der Messungen

vorgenommen werden. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 9.3. Durch die Kalibrierung der Meßergebnisse können die Mittelwerte der Abweichungen unter ein Prozent gedrückt werden. Die Standardabweichungen bewegen sich in einer Größe von einem Prozent. Der Winkel des Meßpfads bezogen auf das Profil hat dabei kaum Auswirkungen auf die Ergebnisse.

### 9.2 Raumkrümmer

Ein Raumkrümmer besteht aus einer Hintereinanderschaltung zweier zueinander um  $90^\circ$  versetzter Einfachkrümmer.

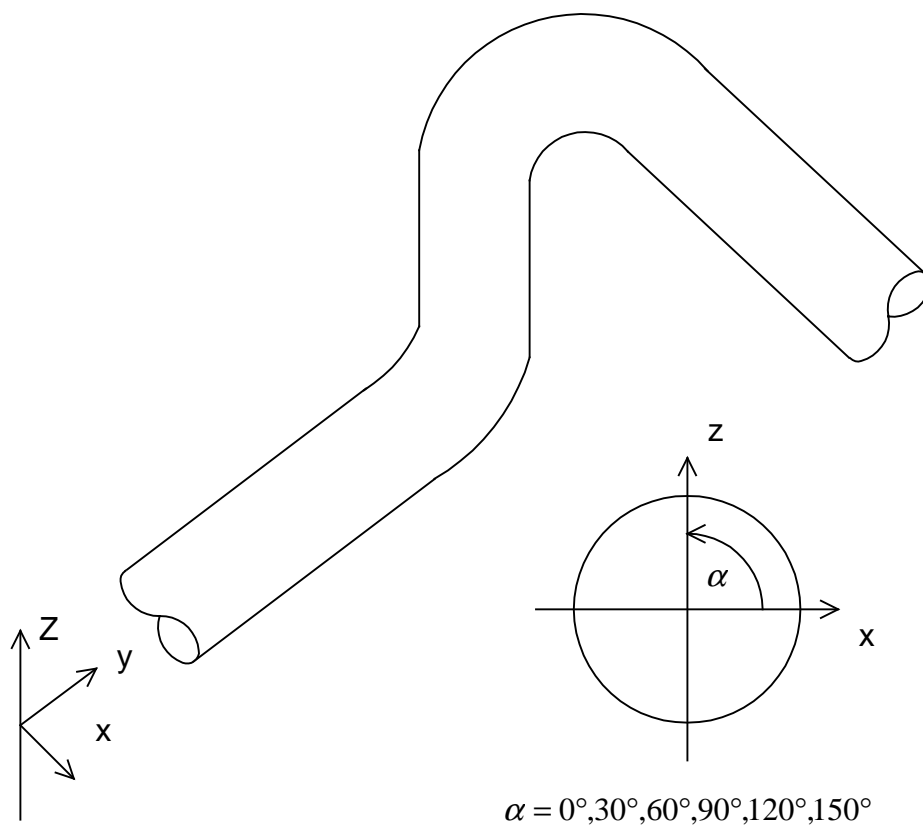


Abbildung 9.4: Orientierung der Meßpfade beim Raumkrümmer

Der Aufbau und die Anordnung der Meßpfade wird aus Abbildung 9.4 deutlich. Durch das Zusammenwirken beider Krümmen entsteht am Ausgang eine drallbehaftete unsymmetrische Strömung. Der Drall ist erst nach einer Länge von 100 Rohrdurchmessern abgebaut [21]. Die Meßergebnisse der sechs Meßpfade für einen Schrankenabstand von  $d = 0.07m$  sind in Abbildung 9.5 dargestellt.

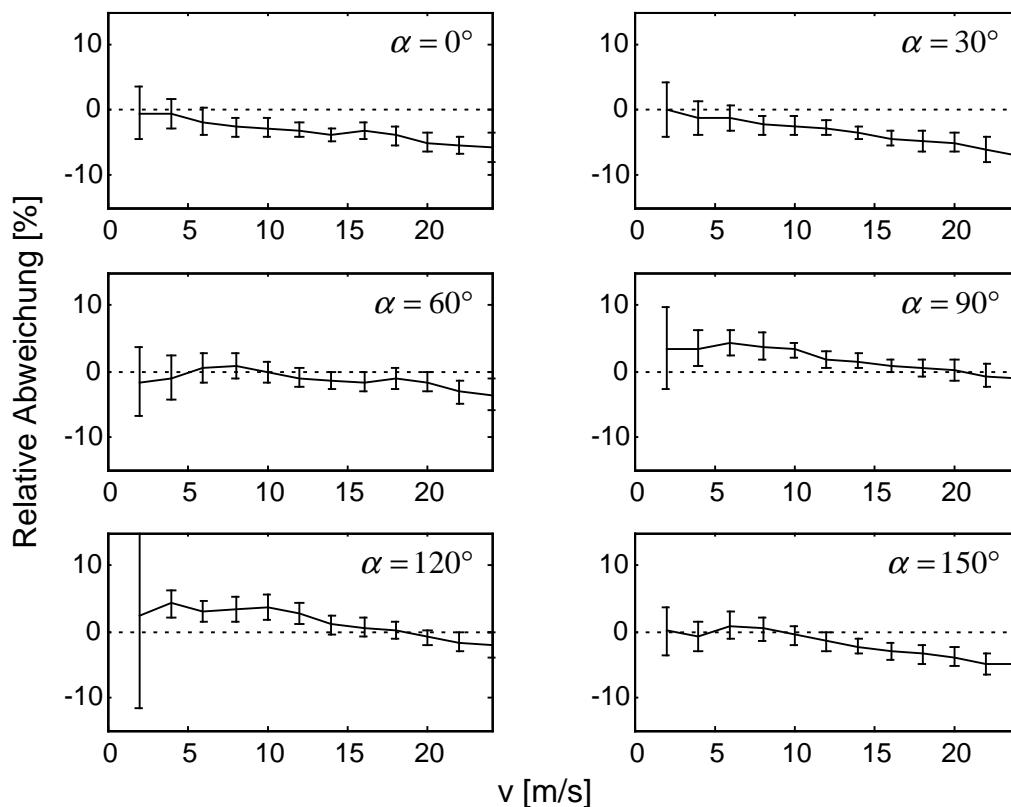
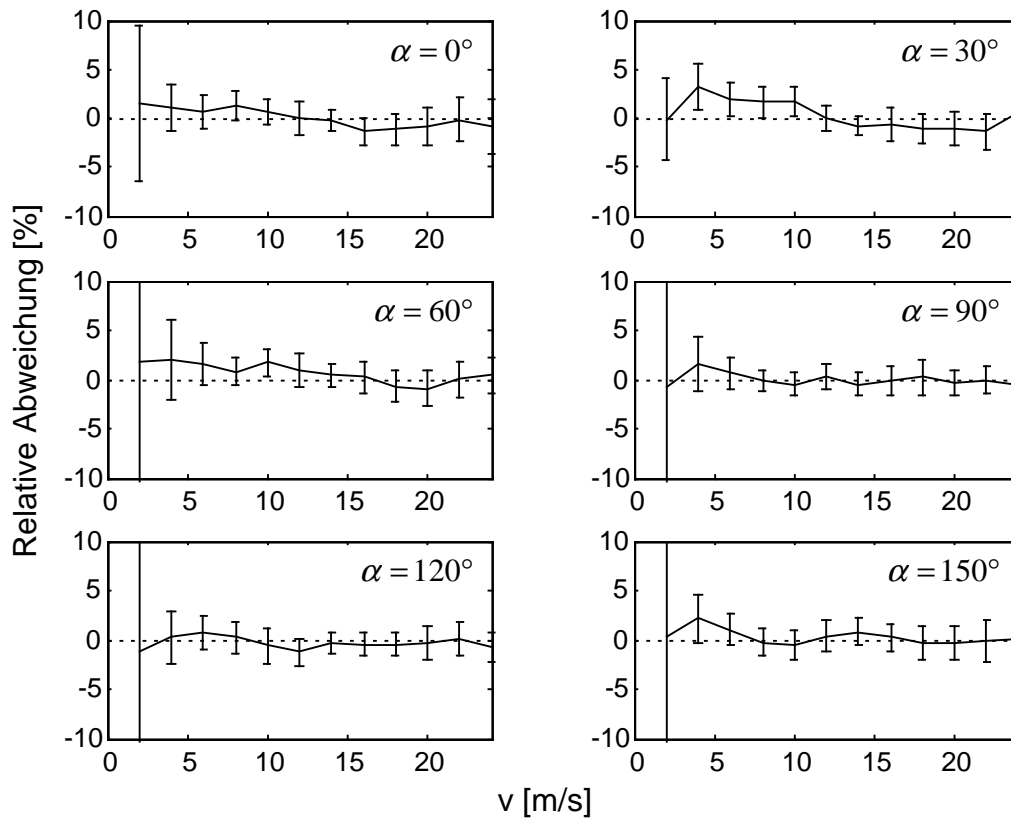


Abbildung 9.5: Ergebnisse der korrelativen Geschwindigkeitsmessung verschiedener Meßpfade in einem Abstand von  $2 \cdot D$  hinter einem Raumkrümmer

Die Mittelwerte der Meßabweichungen nehmen außer bei den Meßpfaden mit den Winkeln  $90^\circ$  und  $120^\circ$  mit steigender Geschwindigkeit zu. Wie beim Einfachkrümmer können die Ergebnisse durch eine Kalibrierung der Messungen verbessert werden. Dies wird aus Abbildung 9.6 ersichtlich. Für alle Meßpfadanordnungen bewegen sich die Mittelwerte der Abweichungen um ein Prozent. Die Standardabweichungen sind

für sehr niedrige Geschwindigkeiten bis  $v = 5 \text{ m/s}$  relativ groß. Bei höheren Geschwindigkeiten nehmen sie Werte von zwei Prozent an.



*Abbildung 9.6: Kalibrierte Ergebnisse der korrelativen Geschwindigkeitsmessung verschiedener Meßpfade beim Doppelkrümmer*

Die Ergebnisse zeigen, daß durch eine Kalibrierung der Messungen eine gute und zuverlässige Geschwindigkeitsmessung gestörter Profile möglich ist. Die dargestellten Ergebnisse sind keinem Ausreißertest unterzogen. Trotz des sehr hohen Modulationsgrads der Ultraschallsignale bereiten die Zeitverläufe der Phasenmodulation der angewandten Signalverarbeitung keine Probleme.

### 9.3 Möglichkeiten der Messung des Dralls hinter einem Raumkrümmer

Die Höhe der Maxima der Kreuzkorrelationsfunktion kennzeichnet den Grad der Ähnlichkeit beider Eingangssignale. Zwischen den beiden Ultraschallschranken zerfallen charakteristische Strukturen, und es entstehen neue. Durch die Dissipation sinkt die Ähnlichkeit der Signale beider Schranken ab. Die Höhe des Korrelationsmaximums ist immer eine Funktion des Schrankenabstands und der Geschwindigkeit. Bei einem ungestörten Profil nimmt die Ähnlichkeit der Signale bei gleichem Schrankenabstand mit steigender Geschwindigkeit zu. Dies ist auf die abnehmenden Signallaufzeiten zwischen beiden Schranken zurückzuführen.

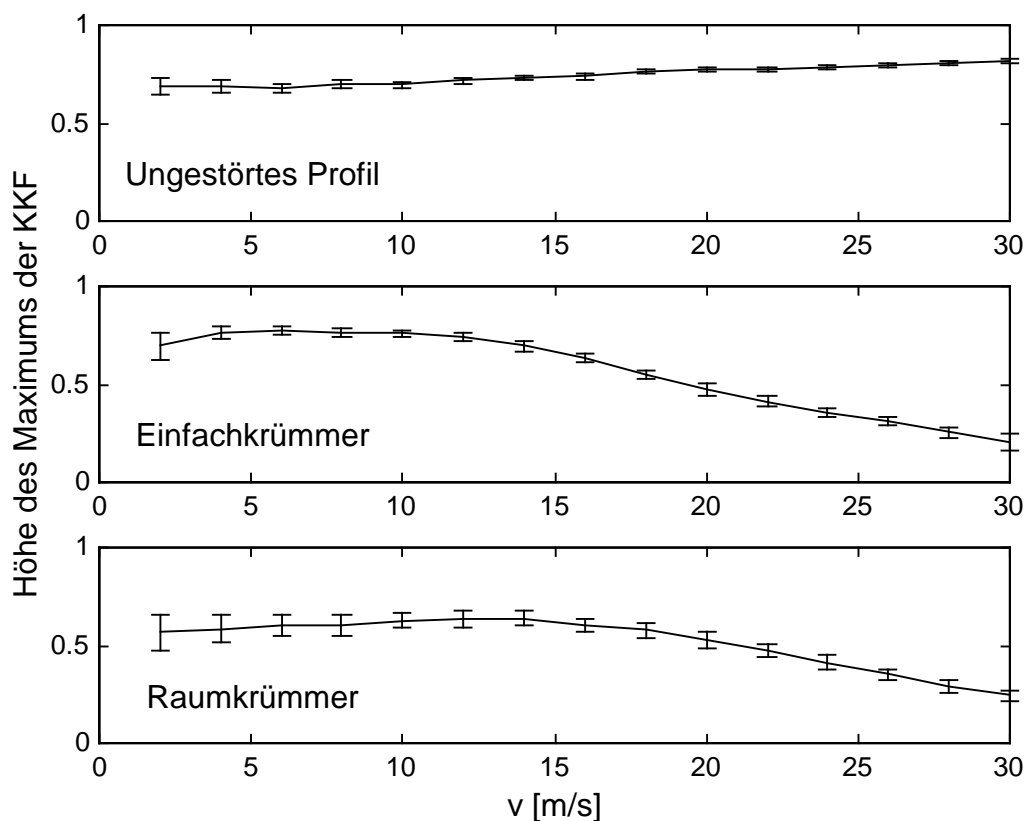
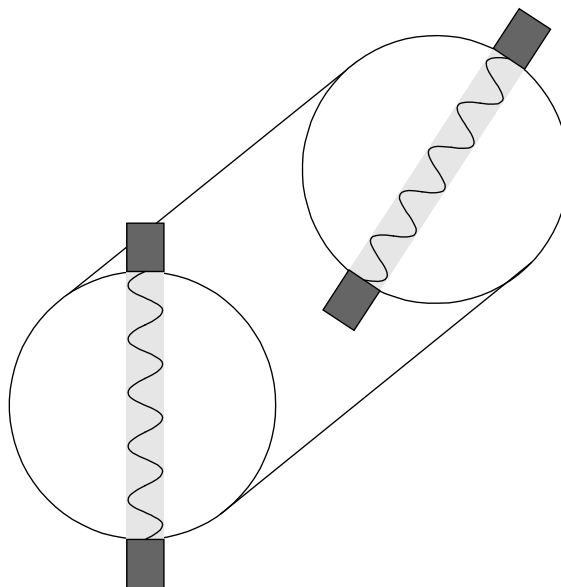


Abbildung 9.7: Höhe des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion für ein ungestörtes Profil in einem Abstand von  $2 \cdot D$  hinter einem Einfach- bzw. Raumkrümmer

Bei gestörten Profilen haben noch weitere Faktoren Einfluß auf die Höhe der Kreuzkorrelationsfunktion. Abbildung 9.7 zeigt die Höhe des Maximums in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit für ein ungestörtes Profil, hinter einem Einfach- und hinter einem Raumkrümmer. Der Schrankenabstand beträgt  $d = 0.07m$ . Aufgetragen sind die Mittelwerte und Standardabweichungen von 50 Einzelmessungen. Beim ungestörten Profil zeigt sich das erwartete Verhalten. Die Höhe der Maxima nimmt mit steigender Geschwindigkeit leicht zu. Hinter einem Einfach- und Raumkrümmer ist die Ähnlichkeit der Signale deutlich geringer und fällt mit zunehmender Geschwindigkeit weiter ab. Mit zunehmender Entfernung zum Einbau der Störung in die Rohrstrecke nähert sich das Geschwindigkeitsprofil wieder der voll ausgebildeten Rohrströmung an. Den natürlichen Strukturen der turbulenten Strömung überlagern sich weitere durch den Einbau hervorgerufene Strukturen, die das Ultraschallsignal modulieren. Die Ähnlichkeit dieser Strukturen, die sich mit zunehmender Geschwindigkeit verstärken, nimmt infolge des Doppelwirbels beim Einfachkrümmer und des Dralls beim Raumkrümmer stark ab. Der Drall bewirkt eine Verdrehung des Strömungsprofils zwischen beiden Ultraschallschranken. Dadurch nimmt bei gleichem Winkel beider Ultraschallschranken bezogen auf das Profil die Ähnlichkeit unabhängig von der Dissipation der Strukturen ab.



*Abbildung 9.8: Verdrehte Anordnung der Ultraschallschranken zur Messung des Dralls*

Zur Messung des Dralls besteht daher die Möglichkeit, die beiden Ultraschallschranken ebenfalls zueinander zu verdrehen. Abbildung 9.8 zeigt eine entsprechende Anordnung. Sind die Ultraschallschranken stromabwärts zueinander im gleichen Winkel versetzt, um den sich der Drall zwischen beiden Schranken bewegt, so nehmen die gemessenen Korrelationsmaxima höhere Werte als bei gleicher Ausrichtung an. Durch Vergleich der Höhen der Maxima beider Ausrichtungen kann eine Abschätzung der Größe des Dralls vorgenommen werden. Dadurch ist es möglich, in Abhängigkeit von der Entfernung zum Raumkrümmer die Stärke des Dralls zu bestimmen.



### **10 Zusammenfassung und Ausblick**

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit besteht in der Verbesserung der Verarbeitung modulierter Ultraschallsignale zur Durchflußmessung. Einen wichtigen Ansatzpunkt stellt die Rekonstruktion der demodulierten Phase dar. Mit Hilfe der in der Nachrichtentechnik weit verbreiteten Methode der komplexen Bandpaßabtastung läßt sich die Phasenmodulation nur in einem Bereich zwischen  $-\pi$  und  $+\pi$  darstellen. Aufgrund der unbekannten Nullphasenlage der Empfangssensoren muß der Phasenverlauf rekonstruiert werden. In früheren Arbeiten wurde ein Algorithmus angewandt, der alle Phasensprünge, die einen größeren Wert als  $\pi$  annehmen, rekonstruiert. Daraus resultieren bei der Messung gestörter Profile, die zu einem hohen Grad der Phasenmodulation führen, ungewollte Phasensprünge, die eine weitere Signalverarbeitung unmöglich machen. Es konnte gezeigt werden, daß die Phasenmodulation des Signalträgers normalverteilt ist. Durch die unbekannte Nullphasenlage ist dem Zeitverlauf der Phase allerdings ein Offset überlagert, der zu einer Verschiebung der Häufigkeitsverteilungsfunktion führt. Anhand der Position des Maximums der Verteilungsfunktion kann die Nullphasenlage bestimmt und deren Einfluß auf die Phasenmodulation unterdrückt werden. Mit dieser neuen Methode der Phasenrekonstruktion ist es möglich, zuverlässige Geschwindigkeitsmessungen sowohl für ungestörte als auch für gestörte Profile durchzuführen.

Weiterführend wurden Charakteristiken und Eigenschaften sowohl der Phasen- als auch der Amplitudenmodulation untersucht. Die Bandbreite der Zeitsignale der Modulation ist stark an die Durchflußgeschwindigkeit gekoppelt. Mit Hilfe der Autokorrelationsfunktion kann ein Maß für die Bandbreite der Phasenmodulation bestimmt werden, mit dem sich die Geschwindigkeit berechnen läßt. Dazu ist allerdings die vorherige Aufnahme einer Bezugskurve nötig.

Zur Laufzeitmessung der das Trägersignal modulierenden Strukturen zwischen zwei Ultraschallschranken wurden zwei verschiedene Verfahren untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß die in der Meßtechnik weit verbreitete Laufzeitmessung mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion nicht den Mittelwert der im Fluid vorhandenen Geschwindigkeitskomponenten sondern deren Modalwert mißt. Dieses Verhältnis von Modal- und Mittelwert ist eine Funktion der Geschwindigkeit. Neben der

Kreuzkorrelation wurde eine neue Methode der Laufzeitmessung vorgestellt. Durch Addition zweier zeitverschobener Signale ist dem Betragsspektrum eine cosinusförmige Schwingung überlagert, deren Frequenz direkt von der gesuchten Laufzeitverschiebung abhängig ist. Mit Hilfe einer geeigneten Filtertechnik läßt sich die Schwingung entzaubern und die Frequenz zuverlässig bestimmen. Da die beiden Eingangssignale analog addiert werden können, kann der Aufwand der Analog-Digital-Wandlung halbiert werden. Vergleichbar mit den Betrachtungen bei der Korrelationsmeßtechnik kann der Schluß gezogen werden, daß auch durch die Analyse des Summensignals der Modalwert der Geschwindigkeitskomponenten gemessen wird.

Bei allen Methoden der Laufzeitmessung wird das Strömungsprofil mit dem Ultraschallsignal nur entlang einer Linie erfaßt. Die gesuchte mittlere Geschwindigkeit ergibt sich allerdings über der gesamten Fläche des Rohrquerschnitts. Für ein ungestörtes Profil läßt sich dieser Unterschied zwischen Flächen- und Linienintegral berechnen. Das Ergebnis dient zur Kalibrierung der Meßergebnisse.

Auswertungen zahlreicher Messungen am ungestörten Strömungsprofil zeigen sowohl durch Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktion als auch durch Analyse des Summensignals verbleibende systematische Abweichungen der Meßergebnisse. Sie entstehen aus dem Unterschied des Modalwerts vom Mittelwert der erfaßten Geschwindigkeitskomponenten und lassen sich durch eine Kalibrierung der Ergebnisse stark verringern.

Zusätzlich wurden speziell für sehr niedrige Geschwindigkeiten Messungen durchgeführt. Dadurch konnte gezeigt werden, daß nur beim Vorliegen einer turbulenten Strömung eine Laufzeitverschiebung zwischen den Ultraschallschranken bestimmt werden kann.

Einen entscheidenden Einfluß bei der Geschwindigkeitsmessung mit Ultraschall hat die Signalträgerfrequenz. Ultraschallsignale unterschiedlicher Frequenzen werden aufgrund ihrer jeweiligen Wellenlänge von verschieden großen Strukturen beeinflusst. Bei den Untersuchungen stellte sich heraus, daß sich große Strukturen im Fluid schneller bewegen als kleine Strukturen, und die Stärke der Wechselwirkung

zwischen Strukturen und Ultraschallsignal mit zunehmender Größe der Strukturen abnimmt. Das bei der Kalibrierung der Meßergebnisse zu berücksichtigende Verhältnis aus Modal- und Mittelwert der Geschwindigkeitskomponenten ist damit neben der Geschwindigkeit ebenfalls von der Trägerfrequenz abhängig.

Zusätzlich zum ungestörten Profil wurden ebenfalls Störungen hinter einem Einfach- und einem Raumkrümmer untersucht. Durch Anwendung der neu entwickelten Phasenrekonstruktion konnten Messungen im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich durchgeführt werden. Nach einer Kalibrierung sind die Meßabweichungen durchaus mit denen der ungestörten Strömung vergleichbar.

Es konnten bisher noch nicht alle Aspekte der gestörten Strömung untersucht werden. Am Ausgang eines Raumkrümmers ist die Strömung mit einem starken Drall behaftet. Dieser Drall läßt sich messen, indem eine Betrachtung der Höhe der Korrelationsmaxima bei zueinander in Richtung des Dralls verdrehten Schranken erfolgt. Auch die Auswirkungen einer pulsierenden Strömung auf die Ergebnisse der Laufzeitmessung sind bisher nur unzureichend bekannt. Messungen hinter einem Drehkolbenzähler und einer rotierenden Klappe können darüber Aufschluß geben.

## **11 Literatur**

- [1] Achilles D.: Die Fourier-Transformation in der Signalverarbeitung, Springer Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 1978.
- [2] Bachmann, W.: Signalanalyse, Vieweg Verlag, Braunschweig / Wiesbaden, 1992.
- [3] Beck, M. S.: Cross Correlation Flowmeters: Their Design and Application, IOP Publishing Ltd., Bristol / UK, 1987.
- [4] Beck, M. S., Coulthard, J. C., Hewitt, P. J., Sykes, D.: Flow velocity and mass flow measurement using natural turbulence signals, Proceedings of the International Conference on Modern Developments in Flow Measurement, 1971.
- [5] Beichelt, F.: Stochastik für Ingenieure, B. G. Teubner, Stuttgart 1995.
- [6] Bonfig, K. W.: Technische Durchflußmessung, Vulkan Verlag, Essen, 1977.
- [7] Braun, H.: Statistik der Signale berührungsloser Strömungssensoren, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1984.
- [8] Bronstein, Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart / Leipzig, 1991.
- [9] Brigham, E. O.: FFT Schnelle Fourier-Transformation, R. Oldenbourg Verlag, München / Wien, 1982.
- [10] Butz, T.: Fouriertransformation für Fußgänger, B. G. Teubner, Stuttgart / Leipzig 1998.
- [11] Coulthard, J. C.: Flow measurement by cross-correlation of ultrasonic waves, PhD thesis, Brandford University, 1973.
- [12] Coulthard, J. C., Yan, Y.: Ultrasonic cross correlation flowmeters, Measurement + Control ,26, S. 164-167, 1993.

- [13] Dietrich, E., Schulze, A.: Statistische Verfahren zur Qualifikation von Meßmitteln, Maschinen und Prozessen, Carl Hanser Verlag, München / Wien, 1998.
- [14] Fettweis, A.: Elemente nachrichtentechnischer Systeme, B.G. Teubner, Stuttgart, 1990.
- [15] Fiedler, O.: Strömungs- und Durchflußmeßtechnik, Oldenbourg Verlag, München, 1992.
- [16] Filips, C., Hans, V.: Tomographisch Darstellung des Strömungsprofils mit wenigen Daten, Technisches Messen, 68. Jahrgang 2001, Heft 5, S. 226-233, Oldenbourg Verlag, 2001.
- [17] Gätke, J.: Bemerkungen zur Darstellung des Strömungsprofils und zum k-Faktor im Zusammenhang mit der akustischen Volumenstrommessung, msr, Berlin 32, Vol. 9, S. 389-393, 1989.
- [18] Gersten, K.: Strömungsmechanik, Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1992.
- [19] Gersten, K.: Einführung in die Strömungsmechanik, Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1992.
- [20] Hans, V.: Statistik, Zuverlässigkeit und Qualitätskontrolle, Vorlesungsskript, Universität Essen, 1997.
- [21] Kalkühler, K.: Experimente zur Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile und Turbulenzgrößen hinter verschiedenen Gleichrichtern, Dissertation, Universität Essen, VDI Verlag, Düsseldorf, 1998.
- [22] Kienke, U.: Signale und Systeme, R. Oldenbourg Verlag, München / Wien, 1998.
- [23] Kiencke, U., Kronmüller, H., Eger, R.: Meßtechnik, Springer Verlag, Berlin / Heidelberg, 2001.

- [24] Lighthill, J.: The fourth annual fairley lecture: The propagation of sound through moving fluids, *Journal of Sound and Vibration*, 24 (4), S. 471-492, 1972.
- [25] Mesch, F., Daucher, H.-H., Fritsche, R.: Geschwindigkeitsmessung mit Korrelationsfunktionen, *Meßtechnik*, 79 (7), 1971.
- [26] Mesch, F.: Speed and flow measurement by an intelligent correlation systems, *ISA 90, Proceedings*, 1990.
- [27] Natke, H. G.: Einführung in Theorie und Praxis der Zeitreihen- und Modalanalyse, Vieweg Verlag, Braunschweig / Wiesbaden, 1992.
- [28] Niemann, M., Hans, V.: Velocity dependent characteristics of modulated ultrasonic signal in gas flow, *IMTC 2001, Proceedings*, S. 554-559, Budapest, 2001.
- [29] Niemann, M., Hans, V.: Signal processing of modulated ultrasonic signals, *SENSOR 2001, Proceedings*, S. 203-208, Nürnberg, 2001.
- [30] Oppenheim, A. V., Schafer, R. W.: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*, R. Oldenbourg Verlag, München / Wien, 1995.
- [31] Perpéet S: Numerische Simulation von Strömungsfeldern um Durchflußmeßanordnungen, Dissertation, Universität Essen, Shaker Verlag, Aachen, 2000.
- [32] Poppen, G.: Durchflußmessung auf Basis kreuzkorrelierter Ultraschallsignale, Dissertation, Universität Essen, Shaker Verlag, Aachen 1997.
- [33] Profos, P.: *Handbuch der industriellen Meßtechnik*, Vulkan Verlag, Essen, 1987.
- [34] Rettich, T.: Korrelative Ultraschall-Durchflußmessung auf Basis turbulenter Strukturen, Dissertation, Universität Essen, VDI Verlag, Düsseldorf, 1999.
- [35] Sachs, L.: *Angewandte Statistik*, Springer Verlag, Berlin / Heidelberg, 1992.
- [36] Schlichting, H.: *Grenzschichttheorie*, Braun Verlag, Karlsruhe 1982.

- [37] Schlitt, H.: Systemtheorie für regellose Vorgänge, Springer Verlag, Berlin / Göttingen / Heidelberg, 1960.
- [38] Schneider, F.: Eine Analyse der Entstehung der Messsignale bei der korrelativen Ultraschall-Durchflussmessung in turbulenter Strömung, Dissertation, Universität Essen, Shaker Verlag, Aachen 2001.
- [39] Schrüfer, E.: Signalverarbeitung, Carl Hanser Verlag, München / Wien, 1992.
- [40] Schrüfer, E.: Elektrische Meßtechnik, Carl Hanser Verlag, München / Wien, 1995.
- [41] Sigloch, H.: Technische Fluidmechanik, VDI Verlag, Düsseldorf, 1991.
- [42] Skwarek, V.: Verarbeitung modulierter Ultraschallsignale in Ein- und Mehrpfadanordnung bei der korrelativen Laufzeitmessung, Dissertation, Universität Essen, Shaker Verlag, Aachen, 2000.
- [43] Spiegel, M. R.: Statistik, McGraw-Hill Book Company Europe, London, 1990.
- [44] Stearns, Hush: Digitale Verarbeitung analoger Signale, Oldenbourg Verlag, München / Wien 1994.
- [45] Tietze, U., Schenk, CH.: Halbleiter Schaltungstechnik, Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [46] Tränkler, H.-R.: Taschenbuch der Meßtechnik, Oldenbourg Verlag, München / Wien, 1996.
- [47] Tränkler, H.-R.: Sensortechnik, Springer Verlag, Berlin / Heidelberg 1998.
- [48] Unbehauen, R.: Systemtheorie, Oldenbourg, München / Wien, 1997.
- [49] Windorfer, H.: Optimierung von Wirbelfrequenzmeßgeräten mit demodulierten Ultraschallsignalen, Dissertation, Universität Essen, Shaker Verlag, Aachen, 2001.

- [50] Worch, A.: Korrelative Ultraschall-Durchflußmessung von ein- und zweiphasigen Strömungen mit Clamp-on Sensoren, Dissertation, Universität Karlsruhe, VDI Verlag, Düsseldorf, 2000.



## **Lebenslauf**

Name: Mathias Joachim Niemann

geboren: 20. November 1972 in Berlin

### Schulbildung:

1979-1983 Meisenburggrundschule in Essen

1983-1992 Gymnasium Goetheschule in Essen - Abitur

1992 Abitur

### Studium:

1992-1998 Studium der Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum

Januar 1998 Abschluß als Diplom-Ingenieur

### Beruflicher Werdegang:

1998-2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Meß- und  
Regelungstechnik des Fachbereichs Maschinenwesen der  
Universität Essen

seit 2000 Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Meß- und  
Regelungstechnik des Fachbereichs Maschinenwesen der  
Universität Essen